PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 13 am 19. Juni 1909.

INHALT.

Originalmitteilungen:
H. L. Bronson, Über α-Strahlen aus Radium *B*. S. 393.
F. Soddy, Die Bildung von Radium aus Uranium. S. 396.
A. Gockel, Über den Ursprung der Gewitterelektrizität. S. 396.
H. Sieveking, Induzierte Aktivität auf hoher See. S. 398.
F. Kuntze, Die Elektronentheorie der Brüder Hermann und Robert Graßmann. S. 400.
B. Straßer, Über den Einfluß von Verunreinigungen auf den Dopplereffekt im Spektrum der Kanalstrahlen des Wasserstoffs. S. 404.
A. Pflüger, Steinsalzoptik im Ultraviolett. S. 405.
A. Pflüger, Absorption ätherischer Öle im Ultraviolett. S. 406.
E. Bose u. D. Rauert, Experimentalbeitrag zur Kenntnis der turbulenten Flüssigkeitsreibung. S. 406.
E. Waetzmann, Über die Schwingungsform von Stimmgabelstielen. S. 409.
P. Ludwik, Über den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Berücksichtigung der Nachwirkungserscheinungen. S. 411.
M. Höchstädter, Schaltung von Unterbrecherapparaten für Anschluß an Dreileitergleichstromnetze. S. 417.
H. Simon, Ein neuer Registrierapparat für feine elektrische Impulse. S. 419.
H. Goldschmidt, Berichtigung zu meiner Notiz: „Über die Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur in homogenen gasförmigen Systemen". S. 421.
O. Hahn u. L. Meitner, Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums. S. 422.

Besprechungen:
H. Straßer, Lehrbuch der Muskel- und Gelenkmechanik. I. S. 422.

Berichtigung. S. 424.
Personalien. S. 424.
Gesuche. S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über α-Strahlen aus Radium *B*.

Von Howard L. Bronson.

In einem der letzten Hefte dieser Zeitschrift [1]) erschien ein Artikel von Frederic A. Harvey unter dem Titel „Bemerkung über α-Strahlen aus Radium *B* und über atmosphärische Radioaktivität". Der Verfasser der genannten Arbeit kommt unter anderem zu dem Schlusse, daß Radium *B* α-Teilchen aussendet, deren Reichweite in Luft zwischen 2,6 mm und 3,0 mm liegt, und daß diese leicht absorbierbaren Strahlen für einen großen Teil der „anfänglichen Aktivität" verantwortlich sind.

Die Methode, die Harvey zur Bestimmung der Reichweite der α-Teilchen benutzte, war eine Modifikation der Methode von Bragg und Kleeman [2]). Harvey erhielt eine Kurve, die den von Bragg und Kleeman gefundenen einigermaßen ähnlich sah. Indessen erscheint der vorstehende Schluß, den Harvey aus seiner Kurve zieht, angesichts der zahlreichen schwerwiegenden Gegengründe nicht gerechtfertigt. Ich führe hier vier der gewichtigsten Gegengründe gegen Harveys Schlußfolgerungen an. Es sind

1. die negativen Ergebnisse, zu denen sowohl ich [3]) als Hahn [4]) bei der Untersuchung desselben Gegenstandes nach zwei gänzlich verschiedenen Methoden gelangt sind;
2. der flache Teil der Abklingungskurve für den aktiven Niederschlag, den man bei kurzer Exposition gegen Radium-Emanation erhält [1]);
3. der Umstand, daß Rutherford bei seinen Versuchen über die magnetische Ablenkung der α-Teilchen keine Anzeichen für das Vorhandensein solcher α-Strahlen erhielt [2]);
4. die Übereinstimmung, die ich zwischen der beobachteten Abklingungskurve für den aktiven Niederschlag und der Kurve gefunden habe, die auf Grund der Annahme berechnet wurde, daß es keine aus Radium *B* stammende α-Teilchen gibt [3]).

Ich habe deshalb die Versuche von Harvey wiederholt, doch bin ich nicht imstande gewesen, auch nur irgendeine Andeutung solcher α-Teilchen von kurzer Reichweite zu erhalten, wie er sie beschreibt.

Die Versuchsanordnung wird aus Fig. 1 ersichtlich. Die beiden Platten des Untersuchungsgefäßes *T* waren ungefähr 5 cm lang, 2,5 cm breit und 1,5 mm voneinander entfernt. Sie waren in dem Messinggehäuse *B* eingeschlossen, das stets zur Erde abgeleitet war. Der aktive Niederschlag wurde dadurch gewonnen, daß ein negativ aufgeladener kurzer Draht der Emanation aus etwa 11 mg Radiumbromid ausge-

1) Diese Zeitschr. **10**, 46, 1909.
2) Phil. Mag. (6) **10**, 318, 1905.
3) Phil. Mag. (6) **11**, 810, 1906.
4) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 55, 1909.

1) Rutherford, Radio-activity, 2. Aufl., S. 378.
2) Phil. Mag. (6) **12**, 134, 1906.
3) Phil. Mag. (6) **12**, 73, 1906.

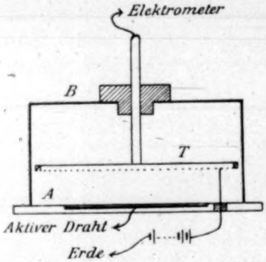


Fig. 1.

setzt wurde. Dieser kleine Draht wurde dann in eine kleine Nute in der Platte A gelegt, und der Abstand zwischen ihm und dem Untersuchungsgefäß wurde in der Weise verändert, daß das Untersuchungsgefäß, und nicht der Draht, verschoben wurde. Der Ionisationsstrom wurde an einem Elektrometer gemessen, und zwar wandte ich die früher[1]) von mir beschriebene Methode der konstanten Ablenkung an. Diese Methode ermöglichte es, die obere Platte des Untersuchungsgefäßes immer auf dem Potential Null zu erhalten, so daß keine Gefahr eines Ionisationsstromes zwischen ihr und dem umgebenden Messinggehäuse bestand.

Ich führte vier getrennte Versuche aus, deren Ergebnisse in Fig. 2 dargestellt sind. Die Ordinaten geben die Dicke der Luftschicht, oder ihres Äquivalents, in Millimetern an, durch welche die α-Teilchen hindurchgehen müssen, ehe sie in das Untersuchungsgefäß eintreten. Die Abszissen geben den Ionisationsstrom an, und zwar nach Anbringung der Korrektion für den natürlichen Abfall des aktiven Materials. Die Kurven I und II wurden erhalten, als die untere Platte des Untersuchungsgefäßes aus einem Drahtnetz bestand, während bei den Kurven III und IV das Drahtnetz mit Aluminium bedeckt war, dessen Hemmungsvermögen dem einer ungefähr 1,1 mm dicken Luftschicht gleichwertig war. Die obere Kante des aktiven Drahtes lag bei den Kurven I und III ungefähr 0,5 mm unter der Oberfläche von A und befand sich bei den Kurven II und IV genau in gleicher Höhe mit dieser Oberfläche.

Die Kurven III und IV und die oberen Teile der Kurven I und II zeigen einen allmählichen Anstieg des Ionisationsstromes mit abnehmender Entfernung zwischen dem Untersuchungsgefäß und dem aktiven Draht. Dieser Anstieg ist bei den Kurven I und III geringer als bei den Kurven II und IV. Die Erklärung hierfür ist darin zu suchen, daß die α-Strahlen

1) Phil. Mag. (6) **11**, 143, 1906.

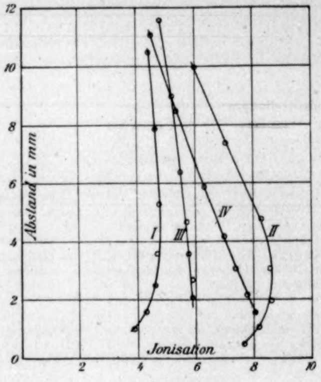


Fig. 2.

in keinem der beiden Fälle in senkrechter Richtung ausgeschossen wurden, sondern in einem sehr großen körperlichen Winkel, der größer war, wenn der Draht näher an der Oberfläche von A lag. Die Kurven I und II zeigen ferner eine ziemlich plötzliche Abnahme des Ionisationsstromes, wenn das Untersuchungsgefäß ganz nahe an A heranrückte. Dies erklärt sich dadurch, daß das Drahtnetz mehrere Zehntelmillimeter dick war, und daß ein Teil der in den Zwischenräumen des Netzes gebildeten Ionen nach A hingezogen wurde. Der Anteil der auf diese Weise nach A hingezogenen Ionen nimmt sehr schnell zu, wenn die Potentialdifferenz zwischen dem Netz und A der zwischen dem Netz und der oberen Platte des Untersuchungsgefäßes herrschenden nahekommt.

Keine der Kurven liefert Anzeichen für irgendwelche α-Teilchen von so kurzer Reichweite, wie sie Harvey beschrieben hat. Die Erklärung für das Ergebnis, das Harvey erhalten hat, mag vielleicht in dem Umstande zu finden sein, daß sein Untersuchungsgefäß eine beträchtliche Tiefe hatte, und daß die α-Teilchen aus seinem aktiven Material nach allen Richtungen hin austreten konnten.

Die Methode ist indessen günstigsten Falls zur Untersuchung von α-Teilchen von sehr kurzer Reichweite nicht recht geeignet, und ich beschloß deshalb, eine andere Methode zu versuchen, bei welcher die meisten der früheren anhaftenden Schwierigkeiten vermieden werden. Das Prinzip dieser Methode ist sehr einfach. Es wird dabei die Notwendigkeit vermieden, den Abstand zwischen dem Untersuchungsgefäß und dem aktiven Material zu verändern. Statt dessen wird die Reichweite der α-Teilchen durch

Verringerung des Luftdruckes allmählich gesteigert.

Der Apparat war der gleiche wie der in Fig. 1 dargestellte, mit der Ausnahme, daß die Platten des Untersuchungsgefäßes ungefähr 5 mm voneinander entfernt und dauernd ungefähr 5 mm oberhalb des aktiven Drahtes eingestellt waren. Nachdem der aktive Draht an seinen Platz gebracht worden war, wurde das Gefäß *B* mit Siegellack verkittet und an eine Pumpe und ein Manometer angeschlossen. Dann erniedrigte ich den Druck allmählich von 76 cm auf 3 cm und nahm die zusammengehörigen Werte für die Ionisation und den Druck auf. Die Ergebnisse sind in Fig. 3 dargestellt. Die Ab-

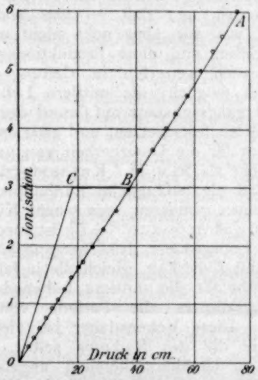


Fig. 3.

szissen geben den Luftdruck und die Ordinaten den korrigierten Wert des Ionisationsstromes an. Die Kurve ist eine Gerade und verläuft so, wie man erwarten sollte, falls keine α-Teilchen von kurzer Reichweite vorhanden sind.

Um zu sehen, in welcher Weise ein α-Produkt von kurzer Reichweite durch seine Gegenwart diese Kurve beeinflussen würde, wollen wir einmal annehmen, daß Radium *B* wirklich solche α-Teilchen aussende, die in Luft ein Ionisationsbereich von 2,5 mm haben und auf jedem Zentimeter ihrer Bahn ungefähr dieselbe Anzahl von Ionen erzeugen wie die α-Teilchen aus Radium *C*. Der Einfachheit halber wollen wir ferner annehmen, daß die Anzahl der in der Sekunde verwandelten Atome für Radium *B* und Radium *C* dieselbe sei. Unter diesen Umständen wird die Beziehung zwischen der Ionisation und dem Druck durch die Kurve *ABCO* in Fig. 3 wiedergegeben. Die Ionisation in dem Untersuchungsgefäß würde zunächst ganz und gar von Radium *C* herrühren und daher dem Druck proportional bleiben, bis dieser auf eine halbe Atmosphäre gesunken ist. Bei diesem Drucke würden die aus dem Radium *B* kommenden α-Teilchen eine Reichweite von 5 mm haben und anfangen, in das Untersuchungsgefäß einzudringen. Wird der Druck noch weiter verringert, so würde die Reichweite dieser α-Teilchen weiter zunehmen, und die von ihnen herrührende Ionisationszunahme würde der von dem Radium *C* herrührenden Ionisationsabnahme gerade das Gleichgewicht halten; die Ionisation würde also konstant bleiben, bis der Druck auf eine Viertelatmosphäre gesunken ist. Bei diesem Drucke würden die aus dem Radium *B* stammenden α-Teilchen eine Reichweite von 1 cm haben und die ganze Tiefe des Untersuchungsgefäßes durchdringen; eine weitere Druckabnahme würde dann von einer proportionalen Ionisationsabnahme begleitet werden.

Der Umstand, daß die theoretische Kurve *ABCO* so stark von einer Geraden abweicht, zeigt, daß die oben angegebene Methode für den Nachweis von α-Teilchen mit kurzer Reichweite sehr empfindlich ist. Es wären daher bei dem vorstehenden Versuch α-Teilchen, deren Ionisationsbereich 0,5 mm betragen hätte, mit Leichtigkeit nachgewiesen worden. Da die experimentell gefundene Kurve keine Tendenz zeigt, von einer Geraden abzuweichen, so scheint es, daß wir mit Sicherheit folgern dürfen, daß der aktive Niederschlag aus Radium keine α-Teilchen abgibt, deren Ionisationsbereich zwischen 0,5 mm und 5 mm liegt.

Weiter ist darauf hinzuweisen, daß die Begründung, die Harvey dafür gibt, die vermuteten α-Teilchen mit kurzer Reichweite dem Radium *B* zuzuschreiben, auf Irrtum beruht. Harvey nimmt an, daß nach 140 Minuten das Radium *B* praktisch verschwunden ist und nur noch Radium *C* an dem Drahte übrig bleibt. Nun habe ich gezeigt[1]), daß Radium *B* die längere Periode besitzt, und nicht Radium *C*. Die Theorie der radioaktiven Umwandlungen verlangt daher, daß nach 140 Minuten die Zahl der sekundlich verwandelten Atome für Radium *B* und Radium *C* nahezu gleich sein muß.

Nachtrag.

Nach Beendigung der vorstehenden Arbeit ist eine umfassendere Veröffentlichung von Harvey im Märzhefte der Physical Review erschienen, die aber keine neuen Gesichtspunkte vorbringt.

1) Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

Macdonald Physics Building, Mc Gill-Universität, Montreal, 25. März 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. April 1909.)

Die Bildung von Radium aus Uranium.

Von Frederick Soddy.

Bei den Versuchen, mit denen ich mich während der letzten sechs Jahre beschäftigt habe, ist es mir bis jetzt nicht gelungen, die Erzeugung von Radium aus Uranium festzustellen. Bei Verwendung sorgfältig gereinigter Uraniumsalze in beträchtlichen Mengen ist die Zunahme zu gering, um während der ersten zwei bis drei Jahre nachweisbar zu sein, und beträgt weniger als den zehntausendsten Teil von der, die zu erwarten sein würde, falls eine unmittelbare Umwandlung von Uranium in Radium stattfände. Dagegen beobachtete ich bei Verwendung käuflichen Uranylnitrats, das durch Ausfällen von Bariumsulfat in der Lösung von Radium gereinigt worden war, im Jahre 1905 eine deutliche, wenn auch geringe Radiumproduktion, und diese Beobachtung fand ich dann später bestätigt[1]). Das erklärt sich durch das Vorhandensein eines Vorfahren des Radiums, der in der Reihe eine Zwischenstellung einnimmt und eine sehr lange Lebensdauer hat; einen solchen haben Boltwood und Rutherford in Aktiniumpräparaten gefunden, und Boltwood hat ihn kürzlich aus Uraniummineralien isoliert und ihm den Namen „Ionium" gegeben[2]).

Es ist mir nunmehr gelungen, die Erzeugung von Radium in sämtlichen sehr sorgfältig gereinigten Uranylnitratlösungen festzustellen, die Herr T. D. Mackenzie und ich hergestellt haben[3]). Drei verschiedene Lösungen standen unter Beobachtung; sie enthielten 255, bzw. 408 und 278 Gramm Uranium als Element und waren von ihrer Herstellung an bis jetzt 3,53 bzw. 2,40 und 2,73 Jahre alt. Die Untersuchungsmethode ist gegen früher sehr verbessert worden, und der Fehler einer einzelnen Bestimmung, so wie sie jetzt ausgeführt wird, überschreitet vermutlich nicht den Wert von 10^{-12} Gramm Radium. Die in der ältesten Lösung vorhandene Radiummenge beträgt jetzt etwa 4×10^{-11} Gramm; diese Menge ist nahezu doppelt so groß wie sie anfangs war. Während des letzten Jahres wurden fünf Messungen der Radiummenge in dieser Lösung ausgeführt. Diese ergeben, daß innerhalb der genannten Beobachtungsfehlergrenzen die Radiumproduktion während dieser Periode proportional dem Quadrate der Zeit fortgeschritten ist. Die Untersuchungen an den übrigen Lösungen lehren, daß die Radiumproduktion auch in ihnen nunmehr nach demselben Gesetze und mit derselben Geschwindigkeit erfolgt.

1) Phil. Mag., Okt. 1908, S. 632. — Diese Zeitschr. **10**, 41, 1909.
2) Diese Zeitschr. **8**, 884, 1907.
3) Phil. Mag., Aug. 1907, S. 272.

Daß die anfängliche Geschwindigkeit der Erzeugung von Radium aus Uranium sich wie das Quadrat der Zeit ändern müsse, hat Rutherford[1]) auf Grund der Annahme mathematisch abgeleitet, daß in der Reihe Uranium-Radium nur eine Übergangssubstanz mit einer gegenüber der Dauer des Versuches langen Lebensdauer vorhanden ist. Es läßt sich leicht zeigen, vorausgesetzt, daß alle Lebensdauern lang sind, daß die anfängliche Produktionsgeschwindigkeit proportional der Potenz der Zeit sein muß, die gleich der Anzahl der (mit Einschluß des Uraniums selbst) vor dem Radium in der Reihe vorkommenden Substanzen ist. Diese Versuche deuten somit darauf hin, daß in der Reihe Uranium-Radium nur eine Übergangssubstanz mit langer Lebensdauer vorhanden ist. Nehmen wir an, daß — was wahrscheinlich ist, was wir aber noch nicht wissen — dieses Gesetz und diese Produktionsgeschwindigkeit auch weiterhin in Geltung bleiben, so ist es möglich, die mittlere Lebensdauer der Übergangssubstanz auf Grund der vorhandenen Daten festzusetzen, und zwar mit einem Spielraum für die Unsicherheit von vermutlich nicht mehr als 20 v. H. Rutherford hat gezeigt, daß die anfängliche Radiumproduktion, in Grammen gemessen, aus einem Kilogramm Uranium gleich $6 \times 10^{-8} \lambda T^2$ ist, wo $1/\lambda$ die mittlere Lebensdauer des Übergangskörpers in Jahren und T die Zeit, gleichfalls in Jahren, ist. Das ergibt für die mittlere Lebensdauer des Übergangskörpers die Periode von 10000 Jahren. Diese Lebensdauer ist viermal so groß wie die des Radiums selbst, und es müßten in Uraniummineralien ungefähr 1,36 Milligramm der Substanz auf ein Kilogramm Uranium vorhanden sein. Die anfängliche Produktionsgeschwindigkeit während der beiden ersten Jahre erscheint kleiner als die berechnete, gleich als ob noch eine Übergangssubstanz mit einer Lebensdauer von der Größenordnung zwei Jahre in der Reihe vorkäme. Ehe wir dies durch derartige Versuche beweisen können, werden aber größere Vervollkommnungen erforderlich sein.

1) Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 164, 1908.

Glasgow, Physikalisch-Chemisches Universitäts-Laboratorium.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. Mai 1909.)

Über den Ursprung der Gewitterelektrizität.

Von A. Gockel.

Die bekannte Beobachtung C. T. R. Wilsons, wonach in staubfreier Luft bei vierfacher Übersättigung von Wasserdampf Kondensation auf

negativen Ionen stattfindet, hat dazu geführt, daß man ziemlich allgemein diesen Vorgang als die Quelle der Gewitterelektrizität ansieht. Ein sehr detailliertes Bild des Kondensationsvorganges im aufsteigenden Luftstrom hat Gerdien[1]) entworfen. Seine Anschauungen sind aber vielfach auf Widerspruch gestoßen, so hat Quervain[2]) in einem Vortrag auf der schweizerischen Naturforscherversammlung in Freiburg darauf aufmerksam gemacht, daß sich Übersättigungsschichten in oder oberhalb eines Kumulonimbus nicht in der Weise ausbilden können, wie sich Gerdien es vorstellt. In neuester Zeit hat Simpson[3]) die Gerdiensche Darstellung eingehend kritisiert. Er kommt zu den folgenden Schlüssen:

1. In elektrischer Hinsicht kann die Wilson-Gerdiensche Theorie weder die häufigen Blitzentladungen noch die Herkunftder vom Regen herabgebrachten Elektrizitätsmengen erklären. Die Trennung der entgegengesetzten Elektrizitäten als Folge der Kondensation von Wasserdampf in vierfach übersättigter Luft erscheint sehr unwahrscheinlich. In meteorologischer Hinsicht erscheint die Bildung einer ausgedehnten Übersättigungsschicht an der Spitze eines aufsteigenden Luftstromes unmöglich. Selbst wenn sich aber eine solche gebildet hätte, könnte sie sich nicht mehr weiter halten, sobald einmal das Fallen von Niederschlägen begonnen hat. Die während eines Gewitters beobachteten Erscheinungen sprechen ebenfalls nicht zugunsten der genannten Theorie.

Es will mir scheinen, daß man für die Erklärung der Gewitterelektrizität zu großes Gewicht auf die erwähnte an und für sich recht wertvolle Beobachtung Wilsons gelegt hat.

Wilson[4]) selbst erklärt im Anschluß an die obigen Darlegungen Simpsons, er habe niemals Kondensation auf Ionen an und für sich als hinreichende Ursache der Entstehung der mit Gewittern verbundenen starken elektrischen Felder angesehen. Könne man indessen, was noch eine offene Frage sei, das Vorkommen übersättigter Schichten in der Atmosphäre annehmen, dann spiele wahrscheinlich die Kondensation auf Ionen in Verbindung mit der Bildung von Niederschlägen eine wichtige Rolle und sei wohl die Ursache des Überwiegens der negativen Ladung der Gewitterregen.

Tatsächlich kann man nun beobachten, daß auch als Folge der Kondensation des Wasserdampfes bei Abwesenheit jeglicher Übersättigung starke elektrische Felder auftreten. So ist mit der Bildung von Bodennebeln, ja sogar von Tau,

1) H. Gerdien, diese Zeitschr. **6**, 647, 1905.
2) Vgl. A. de Quervain, Meteor. Zt. **25**, 440, 1908.
3) G. C. Simpson, Phil. Mag. **17**, 619, 1909.
4) C. T. R. Wilson, Phil. Mag. **17**, 634, 1909.

stets eine Erhöhung des Potentialgefälles verknüpft. Ob sich dabei die Nebeltröpfchen negativ laden, ist noch nicht sichergestellt. Die von Lenard und seinen Schülern angewandte Versuchsanordnung zur Bestimmung der Ladung von Ionen dürfte wohl geeignet zur Beantwortung dieser Frage sein[1]). In erster Linie wird die Ausbildung einer Potentialdifferenz darauf zurückzuführen sein, daß die vom Boden ausgehenden negativen Ionen in der Dunstschicht zurückgehalten werden, während von oben her positive Ionen bis an die oberen Grenzen dieser Schicht wandern können.

Zugunsten dieser Erklärung scheint mir 1. die Beobachtung zu sprechen, daß der Mangel an negativen Ionen auch oberhalb der Dunstschicht eintritt an Punkten, an denen die relative Feuchtigkeit noch unter 70 Proz. liegt. Von der Bildung einer mit Wasserdampf übersättigten Schicht kann unter solchen Verhältnissen nicht die Rede sein. Nun übersteigen die Potentialdifferenzen, die sich an solchen Orten entwickeln, in der Regel nicht einige Hundert Volt/Meter, es sind aber andererseits schon elektrische Entladungen an der Oberfläche solcher stagnierender Nebelschichten bemerkt worden, so von d'Abbadie in Abessinien. Daß sich auch unmittelbar an der Oberfläche einer längs einer Bergflanke aufsteigenden Nebelmasse, also an einem Ort, an dem sicherlich keine Übersättigung vorhanden ist, kräftige Blitze entwickeln können, zeigt eine Beobachtung von Welker[2]) am Monte Elbert in Colorado. An einem in der Frühe sehr klaren Tage entwickelten sich dort im Laufe des Vormittags in der Tiefe feine Nebel, die langsam nach oben stiegen; als sie im Laufe des Nachmittags dem 14400 Fuß hohen Gipfel bis auf 100 Yards nahegekommen waren, traten auf diesem zunächst eine Stunde lang Elmsfeuer auf, dann wechselte plötzlich der Charakter der Erscheinung, Blitz, Donner, Hagel, Schnee folgten sich ununterbrochen bis 9 p. m.

Die in neuerer Zeit wieder von Knoche[3]) beschriebenen elektrischen Glimmentladungen über der chilenischen Küste dürften ebenfalls in nicht mit Wasserdampf übersättigten Luftschichten entstehen[4]).

2. Während des Fallens von großflockigem nassen Schnee treten oft unmittelbar am Erdboden Elmsfeuer auf, die in Blitzentladungen übergehen können[5]). Der großflockige Schnee scheint nach den von Elster und Geitel bearbeiteten Elmsfeuerbeobachtungen auf dem

1) Vgl. z. B. Aßmann, Ann. d. Phys. **19**, 960, 1906.
2) P. A. Welker, Meteor. Zt. **15**, 153, 1896.
3) W. Knoche, Meteor. Zt. **26**, 83, 1909.
4) Siehe auch ähnliche Erscheinungen bei Hann, Lehrbuch der Meteorologie, S. 486.
5) Beschreibungen siehe Meteor. Zt. **6**, 155, 1889 u. **22**, 92, 1905. Wetter **19**, 20, 1902; **20**, 285, 1903; **22**, 46 u. 96, 1905.

Sonnblick in solchem Falle in der Regel negativ geladen zu sein. Da an vierfache Übersättigung bei der Bildung solcher niederer Wolken kaum zu denken ist, dürften die Schneeflocken ihre, wie die Niederschlagsbeobachtungen zeigen, meistens sehr starken Ladungen Ionenabsorption verdanken.

Auch Gerdien gibt zu, daß innerhalb einer Wolke, in welcher Kondensation auf Staubkernen stattgefunden hat, hin und wieder ein verhältnismäßig starkes Feld entstehen kann. Er weist auch darauf hin, daß am Boden die charakteristischen schnellen und starken Änderungen des Potentialgefälles auftreten, sobald aus einer solchen Wolke Niederschläge zu fallen beginnen. Nur glaubt er — und hier ist der Punkt, in dem die Meinungen auseinander gehen —, daß wenigstens die elektrischen Entladungen erst eintreten können, wenn sich oberhalb der Kumuluswolke der Cirrostratusschirm ausbildet, in dem nach seiner Ansicht Kondensation nicht mehr auf Staubkernen, sondern auf negativen Ionen stattfinden könne.

Zu den von Simpson und anderen angeführten Gründen meteorologischer Natur, die gegen eine solche Scheidung der Kondensationskerne sprechen, möchte ich noch folgenden hinzufügen: Der Wanderer im Hochgebirge sieht sich oft schon in geringen Höhen, unter 3000 m, bei klarem resp. mäßig bedecktem Himmel plötzlich in eine Wolke gehüllt, aus der ihm Graupeln und Schneeflocken in das Gesicht gepeitscht werden, die offenbar nicht aus größeren Höhen herabfallen, sondern sich in der Umgebung selbst bilden. Innerhalb einer solchen Wolke können Elmsfeuerentladungen, aber auch heftige Blitze auftreten, wie denn auch Simpson bemerkt, daß nach seiner Beobachtung die Blitze nicht über, sondern in der Mitte von Kumulonimbus ihren Ursprung haben. Nach meinen Beobachtungen im Gebirge ist bei einer Wetterlage, wie eben angegeben, immer noch mit einem Staubgehalt von 500—1000 Teilchen im Kubikzentimeter zu rechnen, an die Existenz vierfacher Übersättigung also wohl nicht zu denken. Solche Wolken pflegen meistenteils nur geringe Mächtigkeit zu haben und rasch vorüber zu ziehen.

3. Gegen die Notwendigkeit der Annahme, daß nur Kondensation auf negativen Ionen zu einer Blitzentladung Anlaß gibt, scheinen mir auch die vulkanischen Gewitter zu sprechen. Bei den außerordentlich großen Staubmengen, die bei einer Eruption neben dem Wasserdampf ausgeworfen werden, ist meines Erachtens die Möglichkeit der Ausbildung übersättigter Schichten vollständig ausgeschlossen.

Nach allem dem will mir scheinen, als ob Kondensation des Wasserdampfes auf Staubkerne, verbunden mit Absorption von Ionen, Ausbildung von Dunstschichten, Trennung durch Fallen von Niederschlägen und Selbstinfluenzierung durch fallende Tropfen, ein Vorgang, den Elster und Geitel eingehend studierten, ausreichen kann auch zur Erklärung der Blitzentladungen. Nebenher laufen ja auch noch andere Vorgänge, die das Ganze noch komplizierter machen, als es schon ist. So erzeugt der Blitz, wie Richarz und seine Schüler bewiesen, selbst neue Kondensationskerne, die eine Verstärkung der Regenintensität und damit wieder eine Erhöhung der Potentialdifferenzen bewirken. Selbst Änderungen des elektrischen Feldes können nach den Versuchen von Lord Rayleigh ein Zusammenfließen von Tropfen und damit wieder neue Änderungen des Feldes zunächst innerhalb der Wolke und dann wegen des verstärkten Fallens auch Änderungen der Potentialdifferenz zwischen Wolke und Erde hervorbringen.

Es bleibt noch die Frage zu erörtern, welche Rolle die großen Ionen Langevins bei der Kondensation spielen. Diese Ionen sind, wie schon Ebert vermutet hat, nichts anderes als geladene Staubkerne oder Wassertröpfchen. Nach meinen Beobachtungen, für die ich einen Aspirationsapparat von denselben Dimensionen, wie der von Langevin gebrauchte, verwendete, ist die Zahl dieser Ionen viel geringer als Langevin angibt, und übersteigt, wenn nicht in der Nähe des Beobachtungsplatzes sei es durch Wind, sei es durch andere Mittel, Staub aufgewirbelt wird, nicht wesentlich die Zahl der gewöhnlichen kleinen Ionen. Nach den Beobachtungen Aitkens und Wilsons muß man annehmen, daß sich diese Ionen dem Wasserdampf gegenüber wie gewöhnliche Staubkerne verhalten.

Freiburg (Schweiz), Mai 1909.

(Eingegangen 20. Mai 1909.)

Induzierte Aktivität auf hoher See.

Von H. Sieveking.

Die Aktivierung eines Drahtes auf hoher See und die Messung des Abklingens der induzierten Aktivität erfordern günstige Witterung, insbesondere Sonnenschein und ruhige Fahrt, da sonst erhebliche Isolationsschwierigkeiten auftreten und eine Ablesung des Elektroskops mit der erforderlichen Genauigkeit unmöglich ist.

Am 1. und 2. April dieses Jahres hatte ich Gelegenheit, unter solchen günstigen Bedingungen auf hoher See Messungen vorzunehmen, deren Ergebnis hier kurz mitgeteilt sei.

Ich bediente mich des bekannten Verfahrens, das die Herren Elster und Geitel[1]) bei ihrem

1) Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **2**, 590, 1901.

grundlegenden Versuch über die atmosphärische Radioaktivität verwandten.

Ein Kupferdraht von etwa 10 m Länge und 1 mm Querschnitt wurde mit dem negativen Pol einer Hochspannungstrockensäule von etwa 2000 Volt Spannung verbunden und zwei Stunden exponiert. Als Isolatoren dienten Siegellack und Hartgummistangen. Der Draht wurde nach beendeter Exposition rasch auf eine Stange gewickelt und die auf ihm niedergeschlagene Aktivität, sowie das Abklingen derselben gemessen. Letzteres geschah in dem von Engler und dem Verfasser [1]) konstruierten Fontaktoskop, in dem an Stelle des Zerstreuungskörpers der aufgewickelte Draht trat.

Exponiert wurde auf dem vorderen Ende des unteren Promenadendecks an Bord des Dampfers „Großer Kurfürst" (auf der Reise von Alexandrien nach Neapel). Dieser Platz wurde mit Rücksicht auf die am Nachmittag hier besonders intensive Sonne ausgesucht und trotz heftigen Windes beibehalten. Solange die Zambonisäule und die Siegellackstützen sich im Sonnenschein befanden, war die Isolation vortrefflich, ein Feuchtigkeitsüberzug somit trotz des Seewindes nicht vorhanden.

In der Kabine, wo die eigentliche Messung vorgenommen wurde, war die Isolation durchgehends vorzüglich; der Normalverlust betrug nur 3—4 Volt in der Stunde, ohne daß Natriumtrocknung zur Anwendung kam.

Erste Messung:

Zeit	Aktivität (abz. Normalverlust)	Radiumkurve[2]) nach Curie ($T_0 = 100$)	Quotient entspr. Werte
T_{15}	43	92,3	2,1
T_{30}	33	78,0	2,4
T_{45}	28	62,7	2,2
T_{60}	25	48,7	2,0
T_{75}	13	36,9	2,9
T_{90}	10	27,5	2,7

Normalverlust: 4 Volt/Stunde.
Wetter: sonnig, windig.
Ort: 34^0 n. Br. 24^0 ö. L.

Die Reihe paßt sich der Curieschen Reihe befriedigend an, nach welcher bekanntlich die Abklingung der Radiumzerfallsprodukte in den ersten zwei Stunden nach der Aktivierung vor sich geht; dann tritt das Gesetz ein, nach dem die Strahlung in je 28 Minuten auf den Halbwert sinkt. Danach mußte in unserem Fall schon nach drei Stunden etwa der Normalverlust wieder erreicht sein.

Das traf in der Tat zu. Ein Niederschlag von induzierter Thoriumaktivität, der erst nach mehreren Stunden seinen Halbwert erreicht, war nicht konstatierbar, was bei nur zweistündiger Exposition ja auch nicht zu erwarten war.

Noch bessere Übereinstimmung zeigen die Reihen der

Zweiten Messung:

Zeit	Aktivität (abz. Normalverlust)	Radiumkurve nach Curie ($T_0 = 100$)	Quotient entspr. Werte
T_{15}	31	92,3	3,0
T_{30}	26	78,0	3,0
T_{45}	22	62,7	2,9
T_{60}	17	48,7	2,9
T_{75}	12	36,9	3,1
T_{90}	9	27,5	3,1

Normalverlust: 3 Volt/Stunde.
Wetter: sonnig, sehr windig.
Ort: 36^0 n. Br. 16^0 ö. L.

Damit ist ein weiterer Beweis für das Vorkommen von Radiumemanation auf dem Meere erbracht.

Bekanntlich enthält das Meerwasser, wie jedes natürliche Wasser, Spuren von Radiumemanation; erst in neuester Zeit ist der Grad der Radioaktivität des Atlantik an verschiedenen Stellen von Herrn Knoche [1]) gemessen. Zerstreuungsmessungen auf dem Mittelmeer sind gleichfalls neuerdings von Herrn Costanzo [2]) angestellt.

Ebenso wie Herr Costanzo neige ich zu der Ansicht, daß die Radiumemanation hauptsächlich durch den Wind vom Lande herübergeführt wird.

Unter ähnlichen Bedingungen der Witterung mit denselben Apparaten am Lande aufgenommene Reihen ergaben eine stärkere Aktivität.

Ich lasse zum Vergleich auch eine solche Beobachtung folgen.

Zeit	Aktivität (abz. Normalverlust)	Radiumkurve nach Curie ($T_0 = 100$)	Quotient entspr. Werte
T_{15}	105	92,3	1,1
T_{30}	102	78,0	1,3
T_{45}	64	62,7	1,0
T_{60}	47	48,7	1,0
T_{75}	37	36,9	1,0
T_{90}	26	27,5	1,0

Normalverlust: 8 Volt/Stunde.
Wetter: schön, sonnig, warm.
Ort: Pyramidenfeld bei Kairo.

Die Messungen am Lande sind anläßlich von Beobachtungen über die durchdringende Strahlung vorgenommen. Darüber werde ich in Kürze berichten.

1) C. Engler u. H. Sieveking, diese Zeitschr. 6, 700, 1905.

2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. 5, 17, 1904.

1) W. Knoche, diese Zeitschr. 10, 157, 1909.

2) G. Costanzo, diese Zeitschr. 10, 197, 1909.

Karlsruhe, 3. Mai 1909. Physik. Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 6. Mai 1909.)

Die Elektronentheorie der Brüder Hermann und Robert Graßmann.

Von Friedrich Kuntze.

Das Inhaltliche der folgenden Mitteilung[1]) spricht für sich selbst und hat vor dem Publikum dieser Zeitschrift keinerlei Hinweise und Unterstreichungen nötig, als allein die Bemerkung, daß die hier im Auszuge gegebenen Theorien in den Werken, denen sie entnommen sind, durch umfängliche Rechnungen gestützt werden, zu deren Vergleichung mit modernen Ergebnissen diese Zeilen unter anderem auch anregen möchten. In der Überschrift dieser Mitteilung aber stehen zwei Namen um deswillen, weil es unmöglich ist, die geistigen Anteile der Brüder Graßmann an den nachstehenden Gedankenfolgen zu sondern.

Das hier Anzuführende stammt allein von Robert, und zwar aus dem „Weltleben" (1881), das eine Neuverfassung der „Atomistik" (1862) ist, und aus der „Atomistik" selbst; jedoch schreibt Robert selbst, es rühre der erste Entwurf verschiedener Lehrstücke von seinem Bruder Hermann her. Nun findet sich in Hermann Graßmanns „Gesammelten mathematischen und physikalischen Werken" im 2. Bd., 2. Teil, S. 149ff. allerdings ein sehr wichtiger Aufsatz: „Neue Theorie der Elektrodynamik". Dieser Aufsatz kritisiert die Ampèresche Formel für die bewegende gegenseitige Einwirkung zweier unendlich kleiner Stromteile und ersetzt sie durch eine neue Formel, die sich auf Prinzipien der Ausdehnungslehre gründet. In diesem Aufsatze befindet sich eine Stelle, die allerdings schon auf die später von Robert Graßmann entwickelte Theorie hindeutet. Sie lautet: „Denn bei allen anderen Kräften sind es ursprünglich punktartige Elemente, das heißt, Elemente ohne bestimmte Richtungen, welche aufeinander wirken und bei diesen läßt sich die Notwendigkeit der gegenseitigen Wirkung längs ihrer Verbindungslinie sogar a priori ableiten; was berechtigt uns aber, diese Analogie auf ein ganz fremdartiges Gebiet, auf welchem die Elemente mit bestimmten Richtungen begabt sind, zu übertragen? Auch spricht die Formel selbst, welche keineswegs etwa der Formel für Anziehung durch Gravitation ähnlich ist, es deutlich genug aus, daß die Analogie in dieser Weise nicht stattfindet" (loc. cit. S. 148f.). Und mit Genugtuung stellt Graßmann von seiner Theorie fest, daß „die elektrodynamischen Anziehungen nach der neuen Theorie und die Anziehungen durch Gravitation sich durch dieselben Formeln ausdrücken lassen" (l. c. S. 155).

Außer diesem deutlich ausgesprochenen mathematischen Motiv, das Robert Graßmann später zur Annahme von punktartigen Elementen der Elektrizität führte, enthält aber weder dieser Aufsatz aus dem Jahre 1845, noch spätere gedruckte Aufsätze aus den Jahren 1877 und 1879 irgend etwas, das als Gedankenkeim der Elektronentheorie könnte gedeutet werden. In dem, zum Teil nicht gedruckten Nachlaß Hermann Graßmanns findet sich, wie mir Herr Professor Hermann Graßmann-Gießen, der Sohn Hermann Graßmanns, mitzuteilen die Güte hatte, ebenfalls nichts Einschlägiges. Das einzige Dokument, dessen Mitteilung ich abermals der Güte des Herrn Professor Graßmann-Gießen verdanke, ist das Referat über einen Vortrag, den Hermann Graßmann in der Physikalischen Gesellschaft zu Stettin gehalten hat und in dem er ähnliche Ansichten scheint entwickelt zu haben, wie Robert Graßmann in der „Atomistik" (1862). Doch stammt dieses Belegstück aus dem Jahre 1864, folgt also zeitlich der „Atomistik" Robert Graßmanns, die zum ersten Male die Graßmannsche Elektronentheorie entwickelt. Jedenfalls aber beweist dieser Vortrag, daß Hermann Graßmann die Ansichten seines Bruders über den Bau von Äther, Elektrizität, Materie geteilt hat. Für die nunmehr zu gebenden Belege kommen zwei Bücher in Betracht. Erstens: Die Atomistik. Erstes Buch der Lebenslehre oder der Biologie von Robert Graßmann. Stettin 1862. Druck und Verlag von R. Graßmann. Dieses Buch ist ein gar seltener Vogel, denn nicht einmal die Königliche Bibliothek zu Berlin rühmt sich seines Besitzes. Ich verdanke seine leihweise Überlassung der Güte von Fräulein Elise Graßmann, der Tochter Robert Graßmanns. Zweitens: Das Weltleben oder die Metaphysik von Robert Graßmann. Stettin 1881. Druck und Verlag von R. Graßmann. Die Belege sind meist dem zweiten, dem reiferen Werk entnommen; ihre Herkunft von dort wird bezeichnet durch nicht eingeklammerte Seitenzahlen. Von jedem Beleg aber, der eine wichtige, grundsätzliche Lehrmeinung ausspricht, ist außerdem der Ort, an dem man ihn in der „Atomistik" finden kann, durch eingeklammerte Seitenzahlen bezeichnet.

1. Einteilungen[1]).

S. 71. Wesen haben wir das genannt, was Wirkungen ausübt und empfängt. Massewesen nennt man in der Wissenschaft
S. 49. diejenigen Weltwesen, welche sich nach

1) Einen etwas ausführlicheren Auszug hoffe ich, zusammen mit einigen eigenen Bemerkungen über die erkenntnistheoretische Natur des physikalischen „Bildes" und einem Brief, den mir Herr Professor Planck-Berlin nach Einsicht in den folgenden Auszug schrieb, und dessen Veröffentlichung er mir gestattete, gleichzeitig in der „Vierteljahrsschrift für wissenschaftliche Philosophie und Soziologie" veröffentlichen zu können.

1) Diese Überschriften rühren von mir her.

den Gesetzen der Notwendigkeit und Trägheit bewegen. Körper (corpus)
S. 51. heißt jedes Massenwesen, welches von der Erde angezogen wird oder dieselbe anzieht.
S. 51. (S. 36) Ether (aithér) heißt jedes Masseteilchen, welches von der Erde nicht angezogen wird, auch dieselbe nicht anzieht.

2. Äther und Elektrizität.

S. 55. Von den Massewesen: den Körpern und dem Ether betrachten wir zunächst den Ether.
S. 57. (S. 39) Der Ether wird also von den Weltkörpern weder angezogen noch abgestoßen, er ist unwägbar oder imponderabel.
S. 58. Es scheint also, als sei der Ether ein leerer Raum. Aber der leere Raum kann sich doch nicht verdichten und verdünnen; er kann also auch nicht Lichtwellen bilden und fortpflanzen. Der Ether ist also auch nicht leerer Raum; er besteht vielmehr aus Etherwesen, welche eine Masse haben, wie wir dies sogleich sehen werden, und übt in der unmittelbarsten Nähe die gewaltigsten Wirkungen auf die Körper aus.
S. 59. Der Ether, in dem das Licht schwingt, übt also in unmittelbarer Nähe die gewaltigsten Wirkungen auf die Erde aus;
(S. 36.) der Ether hat also Masse. Auch der Ether besteht, wie bereits Ampère und Cauchy bemerkt haben, aus Punkten ohne jede Ausdehnung.
S. 64. Man kann durch diese Versuche der Ebnung oder Polarisation des Lichtes auch die Gestalt der Lichtwellen feststellen; es ergibt sich, daß das Licht in verschiedensten Ebenen in Ellipsen schwingt. Der ausgezeichnete Mathematiker A. L. Cauchy, Mémoire sur la dispersion de la lumière, Prag 1836, hat bewiesen, daß die Etherteilchen sich hierbei abstoßen bez. anziehen, umgekehrt wie die vierten Höhen (Potenzen) ihrer Entfernung.
S. 65. Die Etherteilchen haben Masse und bringen in nächster Nähe die gewaltigsten Wirkungen auf die Körperwelt hervor, dagegen sind sie in der Ferne unwägbar, d. h. werden von den Körpern weder angezogen noch abgestoßen. Die Etherteilchen stoßen sich gegenseitig ab, bez. ziehen sich an umgekehrt, wie die vierten Höhen (Potenzen) ihrer Entfernung. Fragen wir nun, wie lassen sich diese merkwürdigen Eigenschaften des Ethers erklären, so ergibt sich leicht, daß die kleinsten Etherteilchen zusammengesetzt sein müssen, d. h. nicht aus einfachen Wesen derselben Art bestehen können.
S. 66 u. 67. Die einfachen Wesen des Ethers, in welche wir hiermit den Ether zerlegt haben, sind von mir zuerst nachgewiesen. Es ist notwendig, um wissenschaftlich von denselben reden zu können, daß sie einen Namen erhalten, durch den sie von allen anderen Wesen unterschieden werden können, ich führe sie daher in die Wissenschaft ein unter dem Namen das „E-Wesen", oder kurz das E, und nenne das eine E-Wesen das $+E$, das andere E-Wesen das $-E$, die beiden E-Wesen, welche sich im kleinsten Etherteilchen anziehen, das E-Paar. Das Gesetz für die Beziehung dieser E-Wesen zu den Körpern ist nun folgendes:

Jedes kleinste Etherteilchen besteht aus einem Paare von E-Wesen, einem $+E$ und einem $-E$, welche beide gleicher Masse sind und von denen das eine von jedem Körper ebenso stark angezogen wird, als das andere in gleicher Entfernung abgestoßen wird; das Etherteilchen oder das E-Paar ist daher in der Ferne von den Körpern unwägbar, in nächster Nähe dagegen, wenn das angezogene E-Wesen dem Körper näher steht als das abgestoßene, wirkt das E-Paar ganz wesentlich auf
(S. 39.) den Körper ein. Mit andern Worten, das von Cauchy entdeckte Gesetz, daß sich die Etherteile anziehen oder abstoßen umgekehrt wie die vierten Höhen (Potenzen) der Entfernung, findet nur dann seine genügende Erklärung, wenn man annimmt, daß jeder Etherteil nichts anderes ist als ein E-Paar. Es gebührt meinem Bruder H. Graßmann das Verdienst, zuerst diesen glücklichen Gedanken gefaßt zu haben.
S. 68. (S. 39) Die E-Wesen stehen also im E-Paare in bestimmter, wenn auch sehr kleiner Entfernung, sie ziehen sich aber gegenseitig an und werden sich daher einander nähern, da sie aber bereits in Bewegung sind, so werden sie (wenn sie sich nicht beide in derselben geraden Linie bewegen, was unter unendlich vielen möglichen Fällen nur ein einzelner und daher unendlich unwahrscheinlicher Fall ist) nebeneinander vorbei eilen und nun wie die beiden Sterne eines Doppelsternes umeinander in elliptischen Bahnen kreisen. Der Schwung der Bewegung wird dabei der Anziehungs-

kraft ebenso das Gleichgewicht halten, wie dies bei der Bewegung der Sterne unseres Sonnenreiches oder eines Doppelsternes geschieht. Das E-Paar eines $+E$ und eines $-E$ wird durch diesen Kreislauf in elliptischer Bahn eine bestimmte Größe erhalten oder einen gewissen Raum einnehmen. Die Arbeit dieser E-Wesen, die Schnelligkeit, mit der sie umeinander kreisen, bestimmt die Größe des E-Paares.

Aus der Rechnung der zweiten Anmerkung ergibt sich ferner, daß die
S. 68. gegenseitige Abstoßung der E-Paare sich gerade verhält wie das Quader der Entfernung der beiden E-Wesen im E-Paare, oder da beide in lebhaften Kreisen umeinander schwingen, wie das Quader der großen Achse des Kreisels (Ellipse), welchen sie beschreiben.

S. 69. Der Gedanke, daß der Ether in seinen letzten Teilchen aus E-Paaren bestehe, ist zuerst von meinem Bruder, dem Professor Hermann Graßmann, gefaßt, von mir aufgenommen und zuerst in R. Graßmann, Körperlehre oder Atomistik, Stettin 1862, öffentlich dargestellt.

S. 76 u. 77. Es ist uns noch nicht gelungen, die E-Wesen zu trennen, welche das E-Paar zusammensetzen, und die eine Art der E-Wesen, sei es die $+E$, sei es die $-E$, gesondert zur Erscheinung zu bringen und sie gesondert zu untersuchen.

S. 80. (S. 38) Je zwei entgegengesetzte elektrische Wesen binden sich aber und kommen daher nicht zur Wahrnehmung. Durch Annäherung eines Körpers, der mit einer Art der elektrischen Wesen geladen ist, werden beide Arten teilweise getrennt, die gleichartigen elektrischen Wesen werden abgestoßen, die entgegengesetzten werden angezogen, beide Arten kommen nun zur Wahrnehmung.

Hiermit haben wir sogleich nachgewiesen, wie die Reibungselektrizität entsteht, d. h. wie es kommt, daß bei der Reibung des Glases und des Harzes die elektrischen Wesen zum Vorschein kommen. Auf der Glasscheibe sind beide Arten der elektrischen Wesen vorhanden; bei der Reibung aber werden die $+E_1$ mehr von der Glasscheibe, die $-E_1$ mehr von dem Reibkissen angezogen, die $+E_1$ gehen daher vom Reibkissen auf die Glasscheibe und wandern von dieser auf den Sammler, die $-E_1$ dagegen gehen auf das Reibkissen und werden von diesem abgeleitet.

S. 83. Jedes elektrische Wesen hat mithin Masse und wird von jedem Körperwesen angezogen oder abgestoßen. Wenn die elektrischen E_1-Paare dennoch unwägbar sind, d. h. von der Erde nicht angezogen und nicht abgestoßen werden, so muß dies seinen Grund darin haben, daß das eine E_1-Wesen des E_1-Paares ebenso stark von der Erde angezogen wird, als das andere abgestoßen wird, und daß also die Erde auf das Paar beider Wesen keine Wirkung ausübt.

S. 83. Die elektrischen Wesen sind nichts anderes als die E-Wesen des Ethers und dürfen daher auch nur E-Wesen genannt werden. Die Kraft der Elektrizität muß daher E-Kraft, ihre Gesetze müssen E-Gesetze genannt werden.

3. Licht, Wärme, Elektrizität.

S. 84. (S. 72) Die Vergleichung des Lichtes mit der Elektrizität ergibt, daß beide darin übereinstimmen, daß beide Bewegungen reiner E-Wesen oder Etherwesen sind. Aber das Licht ist E-Schwingung, d. h. die Schwingung der E-Paare ohne Trennung ihrer beiden E-Wesen, der $+E$ und $-E$; dagegen ist die E-Kraft oder die Elektrizität eine E-Scheidung, d. h. die Trennung und Wiedervereinung dieser beiden E-Wesen, des $+E$ und des $-E$ ohne Schwingung der ganzen E-Paare.

Wird aber diese Trennung usw. so lebhaft, daß dadurch die ganzen E-Paare in Mitschwingung geraten, so werden auch die Ströme der E-Wesen leuchtend.

S. 209. Wärme aber ist Schwingung der Körbe, also der Körperwesen und der E-Paare. Soll diese durch den unwägbaren Ether sich fortpflanzen, so muß sie übergehen in reine Schwingungen von Etherteilchen oder E-Paaren. Reine Schwingung von E-Paaren nennt man Licht. Soll also Wärme durch den Ether sich fortpflanzen, so muß die Wärme in Licht sich verwandeln. Die Wärme ist es also, welche alles Licht erzeugt, und alles Licht geht wieder in Wärme über. Beides ist Bewegung, und zwar Bewegung der Wesen, aus denen die Massewelt besteht; aber Licht ist Bewegung der E-Paare ohne Schwingung von Körperwesen, Wärme dagegen ist vereinte Schwingung der E-Paare und Körperwesen oder Schwingung der Körbe.

Mit der E-Scheidung oder Elektrizität verglichen ist das Licht die Schwingung der E-Paare ohne Trennung ihrer beiden E-Wesen, der $+E$ und $-E$; dagegen ist die E-Kraft oder die Elek-

trizität eine E-Scheidung, d. h. die Trennung und Wiedervereinung dieser beiden E-Wesen, des $+E$ und $-E$, ohne Schwingung der ganzen E-Paare.

4. Die Konstitution des Atomes.

V. Wir werden im Laufe dieses Buches die sogenannten Atome in zahlreiche Wesen zerlegen lernen.

S. 175. In jedem Korbe (Atome) herrscht also an der Grenze des Korbes eine Abstoßungskraft, welche den Eintritt anderer Körper verhindert. In weiterer Form vom Korbe nimmt man von dieser Abstoßungskraft nichts wahr, diese wirkt nur unmittelbar an der Grenze des Korbes. Sie nimmt also nicht so ab wie die Anziehungskraft, d. h. sie verhält sich nicht umgekehrt, wie das Quader der Entfernung, sondern umgekehrt wie eine höhere Höhe (Potenz) der Entfernung. In jedem Korbe wirkt aber auch eine Anziehungskraft. Fassen
S. 177. wir alles zusammen, so herrscht also in jedem Korbe Anziehungskraft und Abstoßungskraft; die Anziehungskraft verhält sich in der Ferne umgekehrt wie das Quader der Entfernung; die Abstoßungskraft verhält sich in der Wirkungssphäre der Körbe umgekehrt wie eine höhere Höhe (Potenz) der Entfernung. Und es kann ja auch nicht anders sein.

V. Zwischen denselben zwei einfachen Wesen kann ferner nur eine einzige einfache Beziehung herrschen, das ist das zweite Gesetz der räumlichen Logik. Ziehen sich zwei Wesen an, so können sie sich nicht gleichzeitig abstoßen. Soll also zwischen zwei Wesen eine doppelte Beziehung stattfinden, so muß wenigstens das eine derselben zusammengesetzt sein und haben dann die verschiedenen einfachen Wesen in dem zusammengesetzten Wesen verschiedene Beziehungen.

S. 179. In jedem Korbe muß es also zwei Arten
(S. 41) von Massewesen geben, anziehende und abstoßende, und dürfen diese nicht in demselben Punkte oder Orte des Raumes sein, sondern müssen getrennt nebeneinander bestehen.

S. 180. Die abstoßenden Massewesen im Korbe können demnach nicht einfache Massewesen sein; sie müssen zusammengesetzte Wesen sein.

S. 181 Die abstoßenden Massewesen im Korbe
u. 182. bestehen also aus Paarwesen, $+E$ und
(S. 42) $-E$, von denen sich die entgegengesetzten anziehen, die gleichartigen abstoßen, und deren Paare sich gegenseitig abstoßen umgekehrt wie die vierte Höhe (Potenz) ihrer Entfernung. Da nun die Anziehung der einfachen Körperwesen im Korbe sich verhält umgekehrt wie das Quader der Entfernung, während die Abstoßung der Paarwesen im Korbe sich verhält umgekehrt wie die vierte Höhe (Potenz) ihrer Entfernung, so kann an der Grenze des Korbes nur dann Gleichgewicht herrschen, d. h. die Anziehungskraft und Abstoßungskraft einander gleich sein, wenn die einfachen Körperwesen ferner von der Grenze des Korbes und die Paarwesen näher an der Grenze des Korbes stehen, d. h. es müssen die einfachen Körperwesen den Kern des Korbes, die zusammengesetzten Paarwesen die Hülle des Korbes bilden. Ich bemerke jedoch, daß hieraus noch nicht folgt, daß diese Paarwesen aus denselben E-Wesen bestehen wie der Ether, und empfiehlt es sich
S. 182. daher, die Paarwesen der Korbhülle vorläufig durch eigene Zeichen, durch $+E'$ und $-E'$ von den $+E$ und $-E$ des Ethers zu unterscheiden.

S. 183. Die beiden E'-Wesen desselben Hüll-
(S. 78) paares ziehen sich aber, wie eben dort bewiesen, gegenseitig an. Sie würden durch diese Anziehung in einem Punkt zusammengehen oder ihre Entfernung würde Null werden, wenn nicht die beiden E'-Wesen einen Schwung hätten, durch den sie umeinander kreisen und damit auseinandergehalten werden. Denken wir uns einmal die beiden E'-Wesen desselben Hüllpaares nicht mehr umeinander schwingend, sondern beide in einem Punkte vereint, so würden beide für jede Entfernung gleich stark anziehen und abstoßen, d. h. es wirkten beide gar nicht, wären gleich einem Punkte des leeren Raumes, dann hätte also auch das Hüllpaar keine räumliche Größe oder Ausdehnung, dann stießen sich auch nicht die Hüllpaare der Hülle gegenseitig ab, d. h. auch der Korb hätte keine räumliche Ausdehnung. Die ganze räumliche Ausdehnung der Körbe und damit der der Körper ist also nur
S. 183. eine Folge des Schwunges oder der Schnelligkeit, mit der die E'-Wesen desselben Hüllpaares umeinander kreisen. Wird diese Entfernung Null, so hört die Abstoßung auf, wächst die Entfernung, so wächst auch die Abstoßungskraft, und zwar wie das Quader der Entfernung, wie dies in der Anmerkung 2

zu Nummer 9 mathematisch bewiesen ist. Da nun die Entfernung der beiden E'-Wesen voneinander selbst nur eine Folge des Schwunges ist, und zwar Null, wenn der Schwung Null ist, und um so größer, je größer der Schwung ist: so kann man auch sagen, die Ausdehnung der Körbe ist allein die Wirkung des Schwunges, mit dem die E'-Wesen desselben Hüllpaares umeinander schwingen, oder sie ist die Arbeit der Bewegung, welche vom Schöpfer den E'-Wesen bei ihrer Erschaffung mitgegeben ist.

Auch die Hüllpaare stehen übrigens in der Hülle des Korbes nicht stille, sondern tanzen um den Kern desselben herum; denn Ruhe ist nur ein einzelner
S. 183. Zustand unter den unendlich vielen
Möglichkeiten der Bewegung und ist es daher unendlich unwahrscheinlich, daß gerade dieser Zustand bei den Körben der gesetzmäßige sein sollte. Dieser Schwung der Hüllpaare, vereint mit der gegenseitigen Abstoßungskraft der Hüllpaare, hält der Anziehungskraft des Kernes auf die Hüllpaare das Gleichgewicht und bestimmt die Größe des Korbes.

S. 184. Wir haben hiermit die Körbe in ihre
(S. 76 f.) einfachen Wesen zerlegt. In der Mitte
des Korbes fanden wir als Kern des Ganzen die einfachen Körperwesen, die von der Erde angezogen werden und diese anziehen. An der Grenze des Korbes dagegen fanden wir die etherhafte Hülle des Korbes, zusammengesetzt aus einem $+E'$ und einem $-E'$, welche sich anziehen und in schnellstem Kreislaufe umeinander tanzen, die Hüllpaare selbst von dem Körperkerne angezogen und in raschem Tanze um denselben schwingend.

5. Elektrizität und Chemie.

(S. 550.) Alle chemischen Verbindungen verdan-
ken mithin nur der gegenseitigen Anziehung der E-Punkte ihr Dasein.
S. 196. Die chemische Vereinigung oder die
(S. 548 f.) Mischung zweier Stoffe geschieht also
nur durch die gegenseitige Anziehung
S. 196 entgegengesetzter E-Wesen. Es gibt
u. 197. uns dies zugleich unzweifelhaften Auf-
schluß über die Massewesen, welche die Hülle der Körbe zusammensetzen. Die $+E'$ und $-E'$ dieser Hüllen sind hiernach nichts anderes als die E-Wesen, welche wir beim Ether und in der Elektrizität kennen lernten, die Hüllpaare der Korbhüllen sind nichts anderes als die E-Paare, welche gleichfalls bei dem Ether besprochen sind. Es ergibt sich daraus:

Jeder Korb besteht aus zwei Teilen: einem körperlichen Kerne, den Assen oder dem Körperwesen, welche Sitz der Anziehungskraft sind, und einer etherhaften Hülle, welche aus E-Paaren zusammengesetzt ist und welche der Sitz der Abstoßungskraft ist.

(S. 49.) Die chemische Vereinigung zweier
S. 192. Stoffe ist also nichts anderes, als die
Anziehung des $+$-Stoffes zu den $-E$, die des $-$-Stoffes zu den $+E$ in der Weise, daß die beiden E-Wesen eines E-Paares nicht mehr umeinander kreisen, sondern die $-E$ dem $+$-Stoffe, die $+E$ dem $-$-Stoffe zugekehrt stehen und durch ihre gegenseitige Anziehungskraft die beiden Stoffe verbinden. Die chemische Trennung oder Zerlegung ist nichts anderes, als daß die $-E$ des $+$-Stoffes durch die $+E$ eines anderen $-$-Stoffes stärker angezogen werden, als durch die des bisherigen $-$-Stoffes und daß sie sich daher von letzteren trennen und zu den ersteren begeben.

(Eingegangen 10. Mai 1909.)

Über den Einfluß von Verunreinigungen auf den Dopplereffekt im Spektrum der Kanalstrahlen des Wasserstoffs.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Straßer.

Die Untersuchungen, welche bisher von verschiedenen Beobachtern über den Dopplereffekt im Spektrum der Kanalstrahlen angestellt worden sind, haben ergeben, daß bei Beobachtung in der Richtung der Kanalstrahlenbewegung neben der „bewegten" Linie durch ein Intensitätsminimum getrennt auch stets die „ruhende" Linie auftritt. Wie schon von verschiedenen Autoren[1]) hervorgehoben worden ist, sind die Intensitäten der ruhenden und bewegten Linie von der Reinheit des Gases abhängig. Es sollen im folgenden die Ergebnisse von Versuchen mitgeteilt werden, welche von mir über die Wirkung absichtlicher Verunreinigungen angestellt worden sind.

Damit selbst bei langem Betrieb fremde Gase nicht von den Elektroden und den Glaswänden abgegeben würden, erwärmte ich die Röhre vor der Aufnahme von Spektrogrammen mehrere Tage stark, während sie gleichzeitig

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 21, 401, 1906.

von einem möglichst starken Strom durchflossen wurde. Es waren dann selbst bei geringen Drucken nur die Wasserstofflinien im Spektrum sichtbar.

Die photographischen Aufnahmen, welche mit so behandelten Röhren bei Verwendung reinen Wasserstoffes erhalten wurden, zeigen die ruhende Linie kaum sichtbar, oder überhaupt nicht, während man die bewegte Linie in normaler Schwärzung auf der Platte erkennt.

Werden nur geringe Mengen eines anderen Gases zum Wasserstoff hinzugefügt, so tritt die ruhende Linie sofort wieder auf. Ihre Intensität nimmt mit der Menge des verunreinigenden Gases zu, während gleichzeitig die Intensität der bewegten Linie abnimmt und sie näher an die ruhende Linie heranrückt; die Geschwindigkeit der leuchtenden Teilchen ist also verändert worden. Bei sehr starker Verunreinigung des Wasserstoffes ist das Intensitätsminimum nicht mehr wahrnehmbar, die bewegte Linie schließt sich unmittelbar an die ruhende an.

Die eben beschriebene Erscheinung ist abhängig von der Art des zum Wasserstoff hinzugefügten Gases, und zwar zeigt sich, daß die Gase mit großem Atomgewicht bei gleichen Volumenteilen eine stärkere Wirkung ausüben als die Gase mit kleinem Atomgewicht. Ein Hinzufügen von weniger als ein Volumenprozent Argon bewirkt schon ein sehr merkliches Hervortreten der ruhenden Linie.

Betrug das Verhältnis der Volumina des Wasserstoffs zum Argon ungefähr 1 : 1, so reicht die innere Seite der bewegten Linie bis an die ruhende heran, das Intensitätsminimum ist überbrückt. Beim Zufügen von Stickstoff tritt dies ein, wenn das Volumenverhältnis Wasserstoff : Stickstoff etwa 1 : 1,5 ist. Viel geringer hingegen ist der Einfluß des Heliums. Selbst bei einem Verhältnis der Wasserstoff- zur Heliumfüllung von 1 : 20 ist das Intensitätsminimum noch wahrzunehmen, die Intensität der ruhenden Linie ist jedoch wesentlich größer als die der bewegten.

Bei dem gleichzeitigen Auftreten der Wasserstoff- und Heliumlinien im Kanalstrahlenspektrum wurde folgende Eigentümlichkeit beobachtet. Im Spektrum der Kanalstrahlen treten die Wasserstofflinien bei weitem intensiver hervor als im negativen Glimmlicht, wo hauptsächlich das Heliumspektrum und insbesondere die grüne Linie auftritt. Im Kanalstrahlenteil der Röhre unmittelbar hinter der Kathode ist die Intensität der Heliumlinien auch noch stärker als die der Wasserstofflinien für den Fall, daß in der Gasmischung das Helium stark im Überschuß vorhanden ist. Im weiteren Verlauf der Kanalstrahlen tritt jedoch das Heliumspektrum immer mehr zurück gegen das Wasserstoffspektrum, so daß in einer Entfernung von etwa 25 cm von der Kathode fast nur noch das Wasserstoffspektrum sichtbar ist.

Denselben Einfluß wie fremde mit dem Wasserstoff vermischte Gase üben auf das Auftreten des Dopplereffekts auch die Metallteilchen aus, welche durch das Zerstäuben der Elektroden in der Röhre besonders vor der Kathode vorhanden sind. Verwendet man als Kathode das im Gegensatz zum Aluminium stark zerstäubende Silber, so ist anfangs bei sehr reinem Wasserstoff auf den Spektrogrammen fast nur die ruhende Linie wahrzunehmen; die bewegte Linie ist kaum sichtbar.

Die Zerstäubung der Elektroden nimmt nach meinen Versuchen mit der Zeit ab. Die Aufnahmen, welche mit stark zerstäubendem Kathodenmaterial erhalten wurden, zeigen, daß in demselben Maße, wie die Zerstäubung geringer wird, die bewegte Linie und das Intensitätsminimum wieder mehr hervortreten. Nachdem der Strom sechs Stunden durch die Röhre gegangen war, unterschieden sich die Aufnahmen nur noch wenig von denen, welche bei Röhren mit Aluminiumelektroden erhalten wurden. Die gleichen Erscheinungen wurden auch bei Kupfer- und Platinkathoden beobachtet, während in Röhren, deren Kathoden aus Metallen bestanden, die wenig zerstäuben, wie Magnesium, Eisen oder aus Kohle, der Dopplereffekt von Anfang an gut erhalten wurde.

Auf der Wirkung der Kathodenzerstäubung dürfte es auch beruhen, daß der Dopplereffekt vor der Kathode schwerer zu erhalten ist, als hinter der Kathode[1]).

Ausführlichere Mitteilungen über die Versuche und die Folgerungen zuf die Theorie der Strahlung bewegter Ionen werden demnächst an anderer Stelle mitgeteilt werden.

1) Vgl.: B. Straßer u. M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 744, 1906; F. Paschen, diese Zeitschr. **7**, 924, 1906; Trowbridge, Phil. Mag. **14**, 520, 1909.

(Eingegangen 30. Mai 1909.)

Steinsalzoptik im Ultraviolett.

Von A. Pflüger.

Das Steinsalz hat in der praktischen Optik bisher nur für Messungen im Ultrarot Verwendung gefunden. Trotzdem seine große Durchlässigkeit im Ultraviolett schon lange bekannt ist, hat man ihm in diesem Gebiete den Quarz oder Flußspat vorgezogen, da seine hygroskopischen Eigenschaften und das damit verbundene schnelle Mattwerden der polierten Flächen um so schädlicher wirkt, je kurzwelliger die Strahlung ist.

Nun besitzt aber das Steinsalz vor dem Flußspat und Quarz den Vorzug sehr großer

Dispersion, wie aus folgender, für ein 60gradiges Prisma berechneter Tabelle hervorgeht:

Dispersion von	Flußspat	Quarz	Steinsalz
185—231 $\mu\mu$	3° 5′	5° 40′	27° 10′
231—340 $\mu\mu$	2° 20′	4° 20′	10° 10′
340—394 $\mu\mu$	26′	40′	2° 20′

Für eine Untersuchung im Ultraviolett, die große Lichtstärke und große Dispersion erforderte, habe ich, wie schon früher berichtet[1]), mit sehr gutem Erfolge Steinsalzprismen benutzt, deren brechende Flächen durch mit Glyzerin aufgekittete dünne Quarzplatten geschützt sind. Das größte dieser Prismen hat brechende Flächen von 5×12 cm. Seine Dispersion ist, wie man aus obiger Tabelle ersehen mag, etwa die dreifache des Quarzes und sein Preis sehr viel billiger als ein gleich großes, geschweige denn wie drei gleich große Quarzprismen. Die Haltbarkeit ist vorzüglich, denn in mehreren Jahren haben die Prismen, allerdings bei sorgfältiger Aufbewahrung unter Chlorkalziumverschluß während der Zeit des Nichtgebrauchs, keine Veränderungen erlitten. Infolge der Glyzerinkittung sind die Prismen indessen nur bis etwa 230 $\mu\mu$ durchlässig. Indessen lassen sich mit Leichtigkeit Formen angeben (z. B. luftdichter Verschluß in Hohlprismen mit Quarzfenstern, vielleicht auch Einbettung in Benzol), die auch bei noch kürzereren Wellenlängen durchlässig sind.

Für das Gebiet unterhalb 210 $\mu\mu$, wo Quarz in dicken Schichten nicht mehr genügend durchlässig ist, kann Steinsalz den sehr viel teureren Flußspat ersetzen, da ein spitzwinkliges, noch genügend durchlässiges Steinsalzprisma von derselben Dispersion wie ein 60gradiges Flußspatprisma leicht hergestellt werden kann.

Ferner lassen sich mit Quarz und Steinsalz vorzügliche im Ultraviolett achromatische Objektive herstellen. Die Firma Hans Heele in Berlin hat mir außer den Prismen zwei solche Objektive von 5 cm Durchmesser und 30 cm Brennweite hergestellt, mit deren Leistungen und Haltbarkeit ich gleichfalls sehr zufrieden bin. Die zwischen zwei Quarzlinsen mit Glyzerin eingekittete Steinsalzlinse ist auf diese Weise völlig geschützt. Der Preis ist im Vergleich zu Quarz-Flußspatachromaten ein sehr billiger, ganz abgesehen davon, daß letztere in solcher Größe wohl kaum zu haben sein werden. Auch hier wird die Durchlässigkeit durch Wegfall der Glyzerinkittung zu steigern sein.

1) A. Pflüger, Ann. d. Phys. **13**, 890, 1904; **26**, 789, 1908.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität, April 1909.

(Eingegangen 3. Mai 1909.)

Absorption ätherischer Öle im Ultraviolett.

Von A. Pflüger.

In der vergeblichen Hoffnung, ein Kittmittel von größerer Ultraviolett-Durchlässigkeit als das Glyzerin zu finden, habe ich mit Quecksilberlampe und Thermosäule eine Anzahl ätherischer Öle, die mir von der Firma Schimmel & C^ie^ freundlichst zur Verfügung gestellt wurden, untersucht. Die Substanzen wurden zwischen Quarzplatten gepreßt; die Zahlen der folgenden Tabelle stellen die Durchlässigkeit dieser dünnen Schichten, deren Dicke nicht bestimmt wurde, in Prozenten dar. Sie geben ein besseres Bild der Absorption als frühere, in Kaysers Handbuch der Spektroskopie wiedergegebene Beobachtungen.

	253	280	302	313	363 $\mu\mu$
		%	%		
Benzylacetat chlorfrei	0	70	93		
Benzylalkohol	0	36	74	89	
Terpentin	0	12	35	50	
Zedernholzöl Florida	Spuren	10	—	23	76
" Atlas	0	—	0		
Senföl	0	10	30		
Benzylbenzoat	0	0	86	92	
Benzoesäuremethylester	0	0	67	74	
Gurgunbalsamöl	0	0	40	61	97
Kopaivabalsamöl	0	0	24	55	
Sandelholzöl	0	0	5	24	97
Safrol	0	0	0	3	71
Isosafrol	0	0	0	3	90
Salizylsäureamylester	0	0	0	0	97
Wintergrünöl				0	94
Zimtsäureäthylester				0	90
Eugenol				0	50
Anisaldehyd				0	43
Methylengenol				0	11
Benzaldehyd					0

(Eingegangen 3. Mai 1909.)

Experimentalbeitrag zur Kenntnis der turbulenten Flüssigkeitsreibung.

Von Emil Bose und Dietrich Rauert.

Die bisherigen Untersuchungen über turbulente Flüssigkeitsreibung beschränken sich in ganz überwiegendem Maße auf das Wasser, bei welchem der Einfluß der Rohrdimensionen, des Druckgefälles und anderer Faktoren genau studiert worden ist. Es ist ohne weiteres verständlich wegen der zahllosen technisch wichtigen Fälle, wo Wasser in Rohrleitungen strömt und wo von einer Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes nicht mehr die Rede ist, daß die turbulente Flüssigkeitsreibung in erster Linie von Ingenieuren, und nur an der technisch weitaus bedeutungsvollsten Flüssigkeit, dem Wasser, studiert worden ist. Daher rührt auch die sehr häufig angewendete Bezeichnung der

turbulenten Strömungszustände als „hydraulische“ Strömung.

Vergleichende Untersuchungen verschiedener Substanzen, deren Bedeutung mehr auf rein wissenschaftlichem (physikalischem oder physikalisch-chemischem) Gebiete liegen würde, sind unseres Wissens noch nicht angestellt worden, und es wird Sache besonderer Arbeiten sein müssen, zunächst einmal zu konstatieren, welche Konstanten als charakteristische Materialkonstanten der turbulenten Reibung anzusehen sind. Insbesondere wird es von Wichtigkeit sein, festzustellen, ob zwischen den Materialkonstanten für die Poiseuillesche Reibung und für die turbulente Reibung Proportionalität besteht oder nicht, d. h. ob die übliche Reibungskonstante auch zur Darstellung des Verhaltens im turbulenten Zustande genügen wird oder nicht.

Da von einer Theorie der turbulenten Reibung zurzeit noch in keiner Weise die Rede sein kann, so wird es sich zunächst einmal darum handeln müssen, durch geeignete Versuche an anderen Substanzen zunächst ein genügend umfangreiches und einwandfreies Beobachtungsmaterial zu beschaffen, an dem sich diese Fragen entscheiden lassen und an das sich dann eventuell weitere Schlüsse knüpfen lassen. Einen ersten Versuch, einen Schritt in dieser Richtung zu tun, stellen die vorliegenden Versuche dar, die allerdings noch der Vervollständigung und namentlich der Ausdehnung auf eine größere Zahl von Substanzen bedürfen, die aber immerhin schon jetzt wenigstens nach einer Richtung hin einen Anhalt zu liefern scheinen. Wir publizieren sie jetzt schon in aller Kürze, da die rechnerische Verwertung der bisherigen Zahlen und auch die Fortführung der Versuche durch die Übersiedelung des einen von uns nach Südamerika eine längere Unterbrechung erleiden.

Es ist insbesondere durch Untersuchungen von Osborne Reynolds[1]) gezeigt worden, daß die turbulente Reibung beim Wasser ziemlich genau als eine lineare Funktion darzustellen ist, wenn man als Abszisse den Logarithmus des mittleren Druckgefälles und als Ordinate etwa die Logarithmen der reziproken Ausflußzeiten wählt.

Man erhält demnach:

$$ln\frac{1}{z} = a + b\,ln\frac{dP}{dx}.$$

Beziehen sich alle zu vergleichenden Versuche auf den gleichen Reibungsapparat, so kann an Stelle des mittleren Druckgefälles $\frac{dP}{dx}$ direkt die diesem proportionale treibende Druckdifferenz $P - P' = p$ gesetzt werden, wodurch

$$ln\frac{1}{z} = a' + b\,ln\,p$$

wird.

1) Vgl. z. B. die Zusammenstellung der diesbezüglichen Literatur in M. Brillouin, Leçons sur la viscosité, Paris, Gauthier-Villars, 1908.

Schreibt man die für den Poiseuilleschen Strömungszustand geltende direkte Proportionalität zwischen reziproker Ausflußzeit und Druck in logarithmischer Form, so erhält man

$$ln\frac{1}{z} = a'' + ln\,p,$$

d. h. der Poiseuillesche Zustand ist durch den Fall $b = 1$ charakterisiert.

Der Schnittpunkt der beiden Geraden einer Substanz ergibt für die betreffende Versuchsanordnung und Substanz Werte der kritischen Geschwindigkeit und des kritischen Druckgefälles, die als Einheiten betrachtet, eine Skala für die Intensität der Durchwirbelung liefern und daher eine bequeme Umrechnung der Messungen an den verschiedensten Substanzen auf gleiche Wirbelintensität gestatten.

Experimentell ist das Bereich in unmittelbarer Nähe des Schnittpunktes nicht stabil realisierbar, da hier beide Strömungszustände labil werden, dergestalt, daß der jeweils bestehende die Tendenz hat, in den andern überzugehen, was ein fortwährendes Abwechseln beider zur Folge hat. Da jedoch für die Poiseuillesche Strömung die geradlinige Beziehung streng gültig sein muß, für die turbulente aber jedenfalls mindestens als eine sehr gute erste Annäherung betrachtet werden kann, so ist die Ermittelung der Daten des Schnittpunktes stets mit ziemlicher Genauigkeit möglich. Es wird sich natürlich erst bei einer eingehenden rechnerischen Diskussion des Beobachtungsmaterials zeigen, ob eine andere Funktion an Stelle der geradlinigen Beziehung für den hydraulischen Zustand angesetzt werden muß.

Wir beschränken uns daher hier lediglich auf die einfache Angabe der direkten Beobachtungsdaten, die in den folgenden Tabellen niedergelegt sind. Die Messungen wurden in einem Reibungsgefäß ausgeführt, das in seiner äußeren Form durchaus dem glich, welches von Fr. A. Willers auf Veranlassung des einen von uns bei seinen Messungen an dem inhomogenen System von Isobuttersäure und Wasser verwendet wurde, und das in dessen Mitteilung[1]) abgebildet worden ist.

In einem derartigen Gefäße wurden in ganz analoger Weise die Messungen ausgeführt, wie das schon in der Willersschen Mitteilung und auch schon vorher in der Mitteilung des einen von uns über die Untersuchung des Anisaldazins im hydraulischen Strömungszustande[2]) beschrie-

1) Diese Zeitschr. 10, 244, 1909.
2) Diese Zeitschr. 10, 32, 1909.

ben worden ist. Die Untersuchung erstreckte sich bisher auf folgende neun Substanzen:

Wasser,
Äthylalkohol,
Äthylacetat,
Benzol,
Toluol,
Aceton,
Chloroform,
Bromoform,
Quecksilber.

Die eigentlichen Daten sind in den Tabellen 1—9 niedergelegt, und zwar enthalten stets die mit p überschriebenen Kolumnen den treibenden Druck in kg/cm², die mit z überschriebenen die Durchflußzeit in unserem Apparat in Sekunden, stets bezogen auf das gleiche Durchflußvolum von 8,81 ccm.

Tabelle 1.

Wasser. $T - 273 = 16^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0074	1153	0,128	118,4	0,312	68,7	0,550	48,2	1,035	33,4
0,0100	860	0,135	115,2	0,320	67,5	0,560	47,7	1,094	32,3
0,0153	559	0,1524	106,9	0,360	62,3	0,714	41,3	1,240	30,0
0,0242	378	0,158	105,0	0,367	61,5	0,730	40,8	1,352	28,5
0,0392	262	0,182	95,2	0,374	60,5	0,743	40,7	1,473	27,4
0,0546	209	0,188	93,4	0,408	57,6	0,756	40,1	1,554	26,2
0,061	195	0,215	85,8	0,415	57,3	0,767	39,7	1,702	25,1
0,064	188,4	0,220	84,2	0,445	54,6	0,791	39,0	1,760	24,6
0,066	184,5	0,2475	78,8	0,465	53,2	0,808	39,0	1,808	24,0
0,079	164,0	0,253	78,2	0,476	52,7	0,840	37,6	1,842	23,8
0,094	145,6	0,258	76,3	0,488	52,2	0,963	35,1	1,873	23,7
0,110	131,2	0,305	68,9	0,538	48,8	1,020	33,7		

Tabelle 2.

Äthylalkohol. $T - 273 = 16^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0108	911	0,0790	161,0	0,458	51,0	0,843	35,0	1,494	25,1
0,0142	694	0,1115	126,0	0,453	51,5	0,915	33,3	0,0408	267,5
0,0181	549	0,148	104,3	0,544	46,3	0,983	31,8	0,053	217,5
0,0217	467,5	0,190	88,6	0,610	42,8	1,050	30,6	0,0734	171,0
0,0292	354	0,234	77,7	0,650	41,5	1,120	29,7	0,109	129,7
0,0442	250	0,285	68,5	0,682	40,2	1,180	28,8		
0,0572	204,7	0,344	60,8	0,714	39,2	1,258	27,7		
0,0684	179,0	0,400	55,4	0,777	37,1	1,330	27,1		

Tabelle 3.

Äthylacetat. $T - 273 = 20^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,00725	898	0,0530	182,0	0,269	66,4	0,650	39,4	1,154	28,3
0,0085	766	0,0633	162,2	0,288	63,1	0,733	36,7	1,234	27,1
0,0115	579	0,0691	153,0	0,356	56,2	0,793	35,0	1,330	26,1
0,0156	440	0,0965	124,8	0,406	51,8	0,855	33,7	1,334	25,8
0,0188	378	0,1325	102,6	0,469	47,5	0,901	32,4	1,403	25,2
0,0253	303	0,151	94,8	0,510	45,1	0,950	31,5		
0,0263	296,5	0,179	85,4	0,561	42,7	0,995	30,6		
0,0387	228	0,237	71,0	0,602	41,1	1,070	29,6		

Tabelle 4.

Benzol. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0055	973	0,0702	145,5	0,320	57,5	0,910	31,6	1,622	22,4
0,0083	652	0,0720	144,6	0,381	52,2	0,945	31,1	1,685	21,7
0,0108	529	0,1010	117,5	0,419	49,5	1,030	29,6	1,810	20,8
0,0164	384	0,1285	101,2	0,485	45,3	1,122	27,9	1,869	20,4
0,0234	297	0,156	89,2	0,570	41,7	1,267	25,9	2,008	19,45
0,0248	286	0,180	81,2	0,644	38,7	1,336	25,1	2,134	18,6
0,0361	251	0,224	71,4	0,781	34,6	1,425	24,2	2,238	18,3
0,0565	166	0,268	63,7	0,869	32,6	1,510	23,2	2,350	17,7

Tabelle 5.

Toluol. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0044	1080	0,0692	142,0	0,320	56,2	0,768	34,0	1,298	24,75
0,0055	865	0,0822	128,4	0,368	52,2	0,780	33,8	1,380	23,75
0,0068	710	0,1088	108,1	0,415	48,5	0,867	31,55	1,472	22,7
0,0090	565	0,1353	94,0	0,410	49,1	0,915	30,7	1,554	22,15
0,0138	408	0,161	84,2	0,487	44,3	0,990	29,55	1,623	21,5
0,0195	319,4	0,1897	76,7	0,549	41,7	1,045	28,2	1,680	21,0
0,0292	246,0	0,2175	70,3	0,609	39,3	1,100	27,2	1,770	20,4
0,0516	171,7	0,2455	65,6	0,680	36,75	1,160	26,55	1,840	19,75
0,0517	170,0	0,276	61,3	0,693	36,4	1,218	25,65	1,890	19,45

Tabelle 6.

Aceton. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0037	785	0,0336	187,5	0,189	67,8	0,559	34,75	1,020	22,9
0,0049	645	0,0404	168,0	0,218	62,0	0,6225	32,05	1,076	22,04
0,0064	529	0,0476	153,5	0,257	56,0	0,688	30,05	1,130	21,3
0,0098	401	0,0637	128,0	0,299	51,3	0,740	28,7	1,188	20,5
0,0131	335	0,0769	115,4	0,3415	46,9	0,7855	27,5	1,207	20,25
0,0191	264	0,1013	97,5	0,401	42,9	0,834	26,5	1,234	20,0
0,0257	220	0,1280	84,4	0,454	39,4	0,870	25,7	1,255	19,96
0,0277	212	0,1590	74,5	0,502	37,0	0,9275	24,55	1,318	19,0

Tabelle 7.

Chloroform. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0061	875	0,0760	163,6	0,424	59,0	0,907	36,7	1,300	28,8
0,0071	844	0,106	134,2	0,438	57,6	0,981	35,0	1,347	28,2
0,0085	670	0,131	118,2	0,478	54,8	0,990	34,8	1,353	27,9
0,0105	575	0,159	105,5	0,557	49,7	1,075	32,8	1,356	28,3
0,0135	487	0,188	95,6	0,591	47,7	1,112	31,9	1,405	27,6
0,0171	408	0,222	86,5	0,649	45,2	1,145	31,55	1,445	26,8
0,0220	383	0,265	78,0	0,735	42,2	1,196	30,55	1,460	26,15
0,0302	364	0,298	72,2	0,763	40,65	1,202	30,55	1,474	26,4
0,0522	204	0,315	70,4	0,810	39,7	1,255	29,6	1,488	26,1
0,0684	173	0,375	63,7	0,872	37,5	1,290	28,85		

Tabelle 8.

Bromoform. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0159	985	0,0925	253	0,367	105,4	0,974	58,4	1,692	42,6
0,0181	865	0,1224	210,5	0,446	93,5	1,130	53,8	1,760	41,7
0,0191	824	0,148	186,0	0,519	84,6	1,268	50,25	1,836	40,8
0,0308	548	0,1985	154,7	0,606	77,0	1,385	48,0	1,966	39,1
0,0475	396	0,254	132,8	0,678	72,6	1,498	45,8	2,080	38,05
0,0636	322	0,313	116,6	0,9175	60,7	1,602	44,2	2,196	36,7

Tabelle 9.

Quecksilber. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0775	485	0,574	146,0	1,720	70,1	1,850	66,5	2,314	56,1
0,109	395	0,615	139,7	1,730	69,6	1,853	66,7	2,386	55,1
0,147	330	0,675	132,0	1,737	69,8	1,880	66,1	2,475	53,8
0,177	297	0,707	128,5	1,752	68,9	1,940	64,3	2,571	52,5
0,2244	260	0,795	119,3	1,789	68,5	1,984	63,1	2,690	50,5
0,275	230	0,968	105,0	1,794	68,0	2,060	61,5	2,766	49,6
0,362	195	1,113	95,2	1,819	67,3	2,120	60,3	2,850	48,65
0,449	170	1,227	89,1	1,820	67,2	2,207	58,4	2,892	47,85
0,525	154,2	1,400	81,4	1,826	67,3	2,240	57,75		
0,544	150,0	1,664	72,1	1,827	66,9	2,287	56,7		

Wir wollen es hier einstweilen unterlassen, irgendwelche allgemeinere Folgerungen an das vorgelegte Beobachtungsmaterial zu knüpfen, da uns dieselben im Hinblick auf die noch fehlende Durchrechnung als verfrüht erscheinen würden, doch wollen wir nicht verfehlen, schon auf einen auffälligen und keineswegs vereinzelten Befund hinzuweisen, der beweist, daß von einer Proportionalität von Poiseuillescher und turbulenter Reibung nicht streng die Rede sein kann, wenn auch im großen und ganzen ein annäherndes Parallelgehen beider nicht zu verkennen ist. Es zeigt sich nämlich, daß bisweilen diejenige von zwei Flüssigkeiten, welche im Poiseuilleschen Zustande die zähflüssigere ist, im turbulenten Gebiete als die dünnflüssigere erscheinen kann. Beispiele dafür lassen sich in unseren Tabellen eine ganze Reihe finden. Eines derselben anzuführen möge genügen.

Für $p = 0{,}0100$ ergibt Wasser $z = 860$,
„ $p = 0{,}0108$ „ Alkohol $z = 911$,

also trotz merklich höheren Druckes noch die größere Ausflußzeit. Bei intensiver Durchwirbelung aber

für $p = 0{,}840$ ergibt Wasser $z = 37{,}6$
und „ $p = 0{,}843$ „ Alkohol $z = 35{,}0$,

d. h. bei sehr nahe gleichem Drucke hat jetzt Alkohol die bei weitem kleinere Ausflußzeit, die Rollen haben sich also vertauscht. Es zeigt sich dieses Verhalten in den meisten Fällen, wo es auftritt, auf fast der ganzen Linie, sobald eine gewisse Intensität der Durchwirbelung überschritten wird, doch haben wir auch ein Beispiel dafür, daß dies Verhalten nur auf ein gewisses Intervall beschränkt ist und bei noch intensiverer Durchwirbelung nicht mehr beobachtet wird.

Im einzelnen aber möchten wir zurzeit auf diese Dinge noch nicht eingehen, sondern verschieben jede eingehendere Diskussion unseres Beobachtungsmaterials bis auf die Zeit, wo es dem einen von uns möglich sein wird, die vollständige Durchrechnung dieser Versuche und weiterer demnächst im Physikalischen Institute der Universität La Plata (Argentinien) anzustellender auszuführen.

Danzig-Langfuhr resp. Lissabon, den 11. Mai 1909.

(Eingegangen 18. Mai 1909.)

Über die Schwingungsform von Stimmgabelstielen.

Von E. Waetzmann.

Bisher liegen in der Literatur nur sehr spärliche Angaben über die Stielschwingungen von Stimmgabeln vor, obwohl diese Frage auch großes praktisches Interesse hat, da die Stimmgabel für die Otologie ein geradezu unentbehrliches Hilfsmittel geworden ist. Im folgenden möchte ich mir deshalb erlauben, das Resultat einiger einschlägigen Versuche mitzuteilen, die freilich auf Vollständigkeit schon aus dem Grunde keinen Anspruch machen können, weil das dazu notwendige umfangreiche Stimmgabelmaterial nicht zur Hand war. Gleichzeitig möchte ich auf eine sehr naheliegende einfache Methode hinweisen, mit Hilfe deren sich die Schwingungsfiguren der Stiele annähernd analysieren lassen.

Einer der wichtigsten Punkte bei der Untersuchung ist die Befestigungsart der Stimmgabel. Um ein Abdämpfen der Schwingungen durch festes Einklemmen der Gabel zu vermeiden, und um andererseits auch eine scheinbare Verstärkung der Schwingungen infolge von Resonanzerscheinungen nach Möglichkeit auszuschließen, wurden die Gabeln nach Art eines Reiters über eine möglichst unelastische Unterlage gehängt. Dieselbe bestand aus einem aus Sägespänen, Watte usw. hergestellten Seil, dessen Enden an dicken Filzklötzen befestigt waren, die ihrerseits von kompakten Eisenstativen gehalten wurden. An dem Stiel wurden kleine versilberte Glassplitter befestigt, die seitlich etwas hervorragten. Die Versilberung zeigt immer kleine Fehler und Risse, so daß man im durchgehenden Lichte unter dem Mikroskop einzelne feine Lichtpünktchen erhält. Deren Schwingungsform wurde beobachtet.

Wären nur Transversalschwingungen vorhanden, so würde man nach Erregung der Gabel die Lichtpünktchen in gerade, horizontale Linien auseinander gezogen sehen. Treten noch longitudinale Schwingungskomponenten hinzu, so erhält man je nach ihrer Zahl, Periode, Amplitude und Phase die verschiedenartigsten, event. recht komplizierten Schwingungsfiguren. Die Bewegungsart des Stieles wird nun von verschiedenen Faktoren stark beeinflußt. Abgesehen von der Befestigung der Stimmgabel spielt die Art des Anschlages eine große Rolle; ob man schwach oder stark, mit einem weichen

oder harten Instrument, mehr an den Zinkenenden oder weiter unten, nach dem Mittelstück zu, anschlägt. Ferner macht es einen großen Unterschied, ob die Gabeln belastet sind oder nicht, und gegebenen Falles, wie sie belastet sind. Endlich wird man kaum zwei Stimmgabeln — selbst bei gleichem Typus — finden, die sich gleich verhalten; jede Stimmgabel muß als ein Individuum für sich betrachtet werden. Das schließt natürlich alles nicht aus, daß sich doch gewisse generelle Resultate herleiten lassen.

Bei schwachem Anschlag waren an unbelasteten Gabeln longitudinale Komponenten im Stiele im allgemeinen nicht zu konstatieren. Wurden die betreffenden Gabeln dann aber belastet, oder wurden sie auch nur sehr stark angeschlagen, so traten longitudinale Komponenten auf; bei sehr tiefen Stimmgabeln namentlich die höhere Oktave des Grundtones der Gabel. Der allgemeine Fall ist der, daß neben einer oder mehreren Transversalschwingungen mehrere Longitudinalkomponenten vorhanden sind, was aus der Schwingungsform der beobachteten Lichtpünktchen zu ersehen ist.

Es handelte sich also darum, diese Schwingungskurven zu analysieren, d. h. festzustellen, aus welchen relativen Schwingungsperioden sie zusammengesetzt sind. Hierzu wurde der bekannte Versuch, der die Lissajousschen Figuren für zwei Stimmgabeln zeigt, auf mehrere ausgedehnt, und auf diese Weise gelang es, die am Stimmgabelstiel beobachteten Kurven im großen zu reproduzieren und damit ihre Bestandteile zu bestimmen. Es wurde z. B. sehr oft eine Figur beobachtet, die man sich dadurch entstanden denken kann, daß eine Ellipse an der einen Längsseite nach innen eingebogen wird. Diese Figur läßt sich mit Hilfe von drei Stimmgabeln darstellen, von denen die eine (Periode n) so aufgestellt ist, daß die Zinken horizontal schwingen, während bei den beiden anderen (Perioden n resp. $2n$) die Zinken vertikal schwingen. Die Stimmgabeln tragen an den Zinkenenden kleine Spiegel. In bekannter Weise geht von einer Bogenlampe durch ein kleines Diaphragma und eine Linse ein schmales Lichtbündel auf den Spiegel der ersten, horizontal schwingenden Stimmgabel, wird an diesem auf den Spiegel der zweiten Stimmgabel reflektiert, von hier auf den Spiegel der dritten Gabel und von diesem endlich auf einen Schirm, auf welchen man das Bild des Diaphragmas scharf einstellt. Wird neben der horizontal schwingenden Gabel nur je eine von den vertikal schwingenden erregt, so erhält man die bekannten Lissajousschen Figuren, die event. wandern, falls die Gabeln nicht genau abgestimmt sind. Schwingen alle drei Stimmgabeln gleichzeitig, so ergeben sich je nach der Phase, in der sie zueinander stehen, die verschiedenartigsten Schwingungskurven. Durch Anhalten je einer Gabel kann man die Phase der beiden übrigbleibenden aus der ihnen zukommenden Lissajousschen Figur in jedem Augenblick ohne Schwierigkeit bestimmen. Die oben erwähnte Kurve erhält man, wenn die beiden vertikal schwingenden Stimmgabeln eine Phasendifferenz von je $^1/_8$ Wellenlänge gegen die horizontal schwingende haben, worauf ich später noch zurückkomme; hiermit ist die Kurve analysiert.

Wie gesagt, wurden in vielen Fällen zwei longitudinale Schwingungskomponenten von der Periode des Grundtones der Gabel resp. seiner höheren Oktave neben einer Transversalschwingung in der Periode des Grundtones festgestellt. Aus den beobachteten Kurven konnte aber des öfteren auch noch auf weitere Komponenten in den Stielschwingungen geschlossen werden. Jedoch ließen sich solche sehr komplizierte Kurven nicht mehr einwandfrei analysieren, da hierzu ein umfangreiches Stimmgabelmaterial notwendig ist; außerdem tritt ja bei wachsender Anzahl der Stimmgabeln die Schwierigkeit auf, daß sich die relativen Schwingungsperioden, die in den Figuren enthalten sind, nicht mehr eindeutig bestimmen lassen, wenigstens nicht in bezug auf die Phasen, in denen sie zueinander stehen.

Das Hauptinteresse an der vorliegenden Frage dürfte aber auch mit der Konstatierung der Tatsache erschöpft sein, daß wir in jedem Fall mit dem Vorhandensein einer größeren Anzahl mehr oder weniger intensiver Schwingungskomponenten in einem Stimmgabelstiel zu rechnen haben.

Mit ein paar Worten möchte ich noch auf die Entstehungsweise der Stielschwingungen eingehen. Daß der Grund für die Transversalschwingungen in Unsymmetrien — sei es des Baues oder sei es des Materials — der Stimmgabel zu suchen ist, ist bekannt. Schwieriger liegt die Frage bei den Longitudinalschwingungen. Nach dem Vorgange Chladnis wird noch vielfach angenommen, daß an den Ansatzstellen der beiden Zinken an dem Mittelstück der Gabel je ein Knoten sich befindet und daß das gekrümmte Mittelstück um diese beiden Knoten im Tempo der Zinkenschwingungen auf und ab schwingt und den Stiel mitnimmt. Demgegenüber nimmt Struycken[1]) auf Grund von Beobachtungen an, daß bei einer Stimmgabel, die in ihrem Grundton schwingt, nur eine Knotenstelle vorhanden ist. Leider ist nicht angegeben, wie die Gabeln befestigt waren. Wahrscheinlich darf man auch hierin annehmen, daß sich Gabeln von verschiedenem Typus verschieden verhalten. Namentlich der alte Typus, bei welchem das

1) H. Struycken, Ann. d. Phys. **23**, 643, 1907.

Mittelstück nicht schwer massiv ist, scheint im allgemeinen das von Chladni angenommene Verhalten zu zeigen. Es spricht hierfür z. B. die Tatsache, daß eine solche Gabel namentlich ihren Grundton als Longitudinalschwingung enthält. Das Auftreten einer Longitudinalschwingung von dieser Periode läßt sich auf eine andere Weise schwer erklären. Andererseits ist es zweifellos, daß Longitudinalschwingungen im Stiele auch als Folge der Transversalschwingungen auftreten müssen, und zwar hat die von einer Transversalschwingung hervorgerufene longitudinale Schwingungskomponente die doppelte Schwingungszahl der ersteren, worauf schon Lord Rayleigh[1]) aufmerksam gemacht hat. Unter der Annahme, daß die longitudinalen Schwingungskomponenten als Sekundärerscheinungen der transversalen anzusehen sind, ist auch die oben erwähnte Tatsache, daß zwischen beiden eine bestimmte Phasendifferenz besteht, leicht begreiflich. Es läßt sich sogar die Größe dieser Phasendifferenz angenähert berechnen. Sie war oben zu etwa $^1/_8$ Wellenlänge angegeben worden. Ergänzend sei hier noch bemerkt, daß sie sich bei sehr starkem Anschlag der Stimmgabeln etwas änderte. Führt der Stiel eine Transversalschwingung von der Periode n aus, so ist die dadurch hervorgerufene longitudinale Schwingung von der Periode $2n$ nicht sinusförmig, muß vielmehr erst mit Hilfe des Fourierschen Satzes zerlegt werden. Sie kann angenähert dargestellt werden durch eine gerade Linie und eine Anzahl Sinuslinien von den Perioden $2n$, $3 \cdot 2n$, $5 \cdot 2n$ usw., deren Amplituden mit den Quadraten der ungeraden Zahlen abnehmen, von denen also die erste die bei weitem vorherrschende ist. Die Nullage dieser sinusförmigen Schwingungen ist die Mitte zwischen den Umkehrpunkten der ursprünglichen longitudinalen Schwingung von der Periode $2n$. Das heißt aber, ein schwingendes Teilchen hat in transversaler Richtung schon ungefähr den achten Teil einer ganzen Schwingung von der Ruhelage aus zurückgelegt, wenn die sinusförmige Bewegung in longitudinaler Richtung eben beginnt; mit anderen Worten, die longitudinale Schwingung hat eine Phasendifferenz von ungefähr $^1/_8$ Wellenlänge gegenüber der transversalen. Hiermit ist das Beobachtungsresultat erklärt.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, noch darauf hinzuweisen, daß bei sehr starkem Anschlag schon in den Zinken einer Gabel und damit dann auch als Transversalschwingungen in dem Stiele die harmonischen Obertöne des Grundtones der Gabel auftreten müssen. Außerdem muß man mit der Möglichkeit rechnen, daß die verschiedenen Schwingungskomponenten in dem Stiele noch Kombinationstöne miteinander bilden. Hiernach kann die große Mannigfaltigkeit in den Stielschwingungen einer Stimmgabel nicht mehr überraschen.

Breslau, Physikalisches Institut, April 1909.

(Eingegangen 19. April 1909.)

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 5 (3), 460, 1877.

Über den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Berücksichtigung der Nachwirkungserscheinungen.

Von P. Ludwik.

Während bei flüssigen Körpern die innere Reibung nach dem Newtonschen Gesetze proportional dem Geschwindigkeitsunterschiede der reibenden Flüssigkeitsschichten zunimmt, ist bei festen Körpern die Art des Einflusses der Deformationsgeschwindigkeit auf die Größe der inneren Reibung[1]) bekanntlich noch wenig erforscht[2]).

Da eine strenge Grenze zwischen flüssigen und festen Körpern nicht besteht, so liegt die Vermutung nahe, daß auch die Beziehung zwischen innerer Reibung und Geschwindigkeit bei beiden Materialgruppen keine grundsätzlich verschiedene ist.

Im folgenden soll dies näher erläutert und hieran anschließend gezeigt werden, daß einerseits das „Nachfließen" (bezw. „Nachstrecken") fester Körper — eine der bekanntesten und interessantesten Nachwirkungserscheinungen[3]) —

1) Die „innere Reibung" R fester Körper wächst im allgemeinen mit der Härte, der spezifischen Schiebung, der Druckspannung (senkrecht zur Gleitfläche) und der Verschiebungsgeschwindigkeit; doch ist die Größe dieser Einflüsse bei verschiedenen Materialien oft recht verschieden. Hiernach unterscheiden sich auch die Grenztypen der „festen" und der „flüssigen" Körper, indem für den Ruhezustand (also für die Verschiebungsgeschwindigkeit gleich Null) bei ersteren $R > 0$, bei letzteren aber — trotz oft nicht unbeträchtlicher Kohäsion (siehe O. Lehmann, Molekularphysik, 1. Bd., S. 243 [Leipzig, Engelmann, 1888]) — $R = 0$ ist. Vgl. P. Ludwik, Über Grundlagen der technologischen Mechanik (Österreich. Wochenschrift für den öffentl. Baudienst, 1908, Heft 42, S. 762).

2) Vgl. A. Martens, Handbuch der Materialienkunde für den Maschinenbau, S. 196—199 (Berlin, Jul. Springer, 1908), wo auch weitere Literaturhinweise.

3) Unter „Nachfließen" versteht man die bei konstanter Belastung allmählich erfolgende Ausbildung einer bleibenden Deformation und unter „Nachstrecken" ein bei Zugbeanspruchung stattfindendes Nachfließen. Die allmähliche teilweise Rückbildung der Form nach erfolgter Entlastung gehört ebenfalls zu den Nachwirkungserscheinungen, ist jedoch von geringerer Bedeutung, da sie der Größe nach gegenüber der Nachfließung meist ganz zurücktritt. Vermutlich dürfte die Ursache der Rückbildung der Form unter dem Einflusse der Zeit in durch Spannungsrückstände eingeleiteten — zufolge der weiter unten besprochenen Verringerung der inneren Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit wesentlich erleichterten — Umlagerungen von Massenteilen zu suchen sein. Häufig bietet schon die Vorgeschichte des Materials (diverse mechanische und thermische Einwirkungen) Anlaß zu solchen Spannungsrückständen. Daß beispielsweise jede bleibende Biegung innere Spannungen hinterläßt, wurde anderorts gezeigt

einfach die notwendige Folge obiger Beziehung ist, und daß anderseits selbst schon eine geringfügige, praktisch scheinbar ganz zu vernachlässigende Änderung der inneren Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit oft einen recht großen Einfluß auf das Deformationsvermögen, auf die Schmeidigkeit der Materialien haben kann.

I.

Als geeignetstes Material für das Studium der Art des Einflusses der Deformationsgeschwindigkeit auf den Deformationswiderstand wurde nach einigen Vorversuchen Zinn gewählt. Die spezifischen Dehnungen pro Sekunde schwankten zwischen etwa 5×10^{-9} und $48\,500\,000 \times 10^{-9}$, also um etwa das Zehnmillionenfache.

Die Versuche scheiden sich in zwei Gruppen: Zugversuche mit konstanter Belastung und Zugversuche mit konstanter Streckgeschwindigkeit. Erstere wurden einfach durch Aufhängung verschieden schwerer Gewichte an lange Zinndrähte, letztere gemeinsam mit Herrn Dozenten Dr. techn. Alfons Leon mit einer Zerreißmaschine (System Amsler-Laffon) im Mechanisch-technischen Laboratorium der k. k. Technischen Hochschule in Wien durchgeführt.

Bei den Zerreißversuchen mit Gewichten variierte die Belastung von 2—15 kg. Der Drahtdurchmesser betrug 3 mm, die Meßlänge zumeist 3 m. Ermittelt wurde die jeweilige Streckgeschwindigkeit.

Bei den Zerreißversuchen mit der Maschine wurde die Streckgeschwindigkeit (Geschwindigkeit der beweglichen Einspannung) durch Änderung der Antriebsgeschwindigkeit und der Übersetzungsverhältnisse von 0,00875 mm bis 9,7 mm pro Sekunde gesteigert und die Erhaltung möglichst konstanter Streckgeschwindigkeit durch ein Metronom und eine Bremse gesichert.

Der Drahtdurchmesser betrug 6 mm, die freie Länge 20 cm. Bestimmt wurde aus stets mindestens je vier Parallelversuchen: das Deformationsdiagramm, die Maximalbelastung und die Bruchdehnung.

Beide Zinndrähte (3 mm und 6 mm Durchmesser) waren, wie aus vergleichenden Zugversuchen ermittelt wurde, von gleicher Qualität.

Die wichtigsten Versuchsergebnisse wurden in Fig. 1 und 2 und Tabelle I und II übersichtlich zusammengestellt.

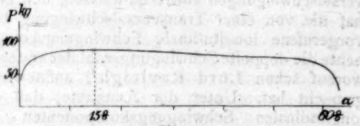


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt ein bei konstanter Streckgeschwindigkeit aufgenommenes Zugdiagramm[1]). Als Abszissen wurden die Dehnungen *a* in Prozenten der ursprünglichen Länge, als Ordinaten die zugehörigen Belastungen *P* aufgetragen. Die Belastungen nehmen anfänglich stark, dann immer schwächer zu, erreichen bei etwa 15 Proz. Dehnung ein Maximum und fallen dann allmählich wieder ab[2]).

Der fast horizontale Verlauf des Diagrammmittelteiles gestattete auch bei hohen Deformationsgeschwindigkeiten noch eine genaue Bestimmung der Zugfestigkeit.

Besonders hervorgehoben sei, daß nach Erreichung der Maximalbelastung noch keine ausgesprochene Kontraktion zu beobachten war, daß also auch noch in dem schwach absteigenden Diagrammteile der ganze Draht an der Streckung teilnahm, was unserer Erklärung des Kontraktionseintrittes durch die bei abnehmender Belastung eintretende Labilität der Kraftübertragung[3]) scheinbar widerspricht. Nur scheinbar, da bei Materialien mit von der Deformationsgeschwindigkeit stark abhängiger innerer Reibung auch bei abnehmender Belastung eine annähernd gleichmäßige Dehnung erfolgen kann, indem die mit

(vgl. P. Ludwik, Technologische Studie über Blechbiegung, ein Beitrag zur Mechanik der Formänderungen [Technische Blätter, 1903, S. 145]). Analoges gilt für Torsionsbeanspruchungen usw. Häufig werden mit obigen in nahem Zusammenhange stehende Nachwirkungserscheinungen als „elastische Nachwirkungen" bezeichnet. Dieselben sind zurückzuführen nach W. Weber (Pogg. Ann. **34**, 247, 1835 und **54**, 9, 1841) und F. Kohlrausch (Pogg. Ann. **72**, 393, 1847; **119**, 337, 1863; **128**, 399, 1866; **155**, 579, 1875; **158**, 337, 1876) auf eine Drehung der Molekülachsen, nach J. Cl. Maxwell (Constitution of Bodies [Encyclop. Brit., 9. Aufl., 1877]; vgl. auch Tait, Eigenschaften der Materie, Wien 1888, S. 221) auf einen Übergang labiler Molekülkonfigurationen in stabilere, nach E. Warburg (Wied. Ann. **4**, 233—249, 1878; desgl. ausführlicher in Ber. d. naturf. Ges. zu Freiburg i. Br., VIII, Heft 2, 1878) auf Abweichungen der Moleküle von der Kugelgestalt, nach F. Neesen (Pogg. Ann. **157**, 579, 1876) durch Molekularstöße usw. Siehe auch: O. Lehmann, Molekularphysik, 2. Bd., S. 387 bis 389 (Leipzig, Wilh. Engelmann, 1889) und A. Winkelmann, Handbuch der Physik, 2. Aufl., 1. Bd., S. 796—831 (Leipzig, J. A. Barth, 1908), wo auch weitere Literaturhinweise.

1) Die bei andern Streckgeschwindigkeiten aufgenommenen Diagramme waren von analogem Charakter, weswegen eine Wiedergabe derselben unterblieb.

2) Dieses allmähliche Abfallen des Zugdiagrammes vor Eintritt der Kontraktion ist eine Folge mehrerer sich summierender Wirkungen, und zwar der mit der Streckung

1. sich verringernden Querschnitte;
2. sinkenden spezifischen Deformationsgeschwindigkeit (da bei gleicher Streckgeschwindigkeit mit zunehmender Verlängerung des Drahtes die Dehnung der Längeneinheit in der Zeiteinheit natürlich abnimmt);
3. abnehmenden inneren Reibung (aus Torsionsversuchen zu erkennen).

Eine noch stärkere Abnahme der Belastungen (vor Kontraktionseintritt) ist z. B. bei Zink zu beobachten, da bei diesem Metalle die innere Reibung rascher mit der spezifischen Schiebung abnimmt wie bei Zinn oder Blei.

3) Vgl. P. Ludwik, Zugversuche mit Flußeisen (Technische Blätter, 1904, S. 5).

jedem Kontraktionseintritte verbundene Lokalisierung der Streckung bezw. Erhöhung der spezifischen Deformationsgeschwindigkeit (pro Längeneinheit der Kontraktionsstelle) hier sofort auch eine genügende Erhöhung des Deformationswiderstandes in der durch die Kontraktion geschwächten Stelle bewirkt. Natürlich wird durch diese Vorgänge auch die Größe der Bruchdehnung sehr stark beeinflußt. Da auch überdies die Drähte öfters auch außerhalb der Meßlänge (auch in der Einspannung) rissen, wurde von der Angabe der Bruchdehnung abgesehen[1]).

In Fig. 2b, wo die Deformationsgeschwindigkeiten (bezw. die auf die ursprüngliche Länge bezogenen Dehnungen pro Sekunde) als Abszissen und die zugehörigen Zugfestigkeiten K_z in kg/cm² als Ordinaten aufgetragen sind, ist die Zunahme der Zugfestigkeit mit der Deformationsgeschwindigkeit graphisch veranschaulicht.

Hiernach nimmt die Zugfestigkeit und (da dieselbe stets bei etwa gleicher spezifischer Dehnung erreicht wird) auch die Größe des spezifischen Deformationswiderstandes bezw. die Größe der (einer gewissen konstanten spezifischen Schiebung entsprechenden) inneren Reibung R anfangs sehr stark, dann immer schwächer mit der spezifischen Schiebungsgeschwindigkeit v zu.

Im folgenden sei obige Relation zwischen R und v als „Geschwindigkeitskurve" angesprochen.

Die „Geschwindigkeitskurve" charakterisiert also die Beziehung der inneren Reibung zur spezifischen Schiebungsgeschwindigkeit (bei konstanter spezifischer Schiebung), während die „Fließkurve" (wie anderorts erörtert[2])) die Beziehung der inneren Reibung zur spezifischen Schiebung (bei konstanter Deformationsgeschwindigkeit) bestimmt.

Die Abhängigkeit der inneren Reibung von der Größe der Deformationsgeschwindigkeit ist also durch die „Geschwindigkeitskurve" von der Größe der vorangegangenen Deformation durch die „Fließkurve" gegeben.

Durch diese Scheidung ist es möglich, den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit auf die innere Reibung ganz gesondert von jenem der vorangegangenen Deformation zu untersuchen.

1) Im Durchschnitte ergaben insbesondere die bei großen Streckgeschwindigkeiten durchgeführten Zugproben geringere Bruchdehnungen, was wohl auf die schwächere Zunahme der inneren Reibung (mit der Geschwindigkeit) bei hohen Deformationsgeschwindigkeiten zurückzuführen sein dürfte. Denn würde z. B. die innere Reibung mit der Geschwindigkeit gar nicht zunehmen, so müßte, wie erwähnt, die Kontraktion gleich nach Erreichung der Höchstbelastung eintreten.

2) Über die Bedeutung der „Fließkurve" (aus welcher Kurve auch das Zug-, Druck- und Torsionsdiagramm des betreffenden Materials direkt ableitbar ist) für die Materialprüfung vgl. P. Ludwik, Über Grundlagen der technologischen Mechanik (Österr. Wochenschr. für den öffentlichen Baudienst, 1908, Heft 42, S. 762).

Um die innere Reibung als Funktion der Deformationsgeschwindigkeit mathematisch auszudrücken, liegt es bei dem angedeuteten Verlaufe der „Geschwindigkeitskurve" wohl am nächsten, sie durch eine allgemeine Parabel zu ersetzen:

$$R = R_0 + k\sqrt[n]{v}, \qquad (1)$$

(wobei R_0, k und n drei vom Material abhängige Konstante), um so mehr, als sich hierdurch sehr leicht der Spezialfall der Proportionalität zwischen innerer Reibung und Deformationsgeschwindigkeit bei Flüssigkeiten mit $R_0 = 0$ und $n = 1$ ableiten ließe.

Tabelle I.

Zugversuche mit konstanter Belastung.

Belastung in kg pro cm² des ursprünglichen Querschnittes	Dehnung pro Sekunde bei ca. 15 % Streckung bezogen auf die ursprüngliche Meßlänge × 10⁹		
	beobachtet	nach Gl. 1 gerechnet	nach Gl. 2 gerechnet
28,3	5—8	0,0000000002	5,7
42,5	13—19	0,00000098	16
56,5	25—35	0,00012	33
70,75	60—75	0,0037	63
141,5	1000—1200	53,1	1030
212,0	14000—16000	9332,6	15060

Tabelle II.

Zugversuche mit konstanter Streckgeschwindigkeit.

Dehnung pro Sekunde bezogen auf die ursprüngliche Meßlänge × 10⁹	Zugfestigkeit in kg/cm² = Belastung bei ca. 15 % Dehnung in kg pro cm² des ursprünglichen Querschnittes		
	beobachtet	nach Gl. 1 gerechnet	nach Gl. 2 gerechnet
43750	238—242	240	240
175000	269—276	268	277
700000	304—315	299,5	313
2100000	336—346	327,5	342
6060000	360—371	358	370
24250000	396—410	400,5	407
48500000	422—428	425	425

Aus Tabelle I und II oder aus deren teilweiser graphischer Darstellung in Fig. 2a bezw. Fig. 2b — die eingelegte allgemeine Parabel wurde strichliert eingezeichnet — ist jedoch zu ersehen, daß dies nur innerhalb eines gewissen

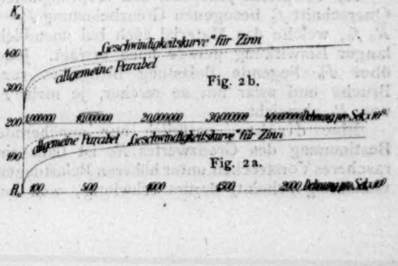


Fig. 2b.

Fig. 2a.

Geschwindigkeitsintervalles möglich ist. Falls z. B. bei größeren und mittleren Streckgeschwindigkeiten (vgl. Tabelle II bezw. Fig. 2b) beide Kurven wenigstens annähernd übereinstimmen, zeigt bei kleinen Streckgeschwindigkeiten (vgl. Tabelle I bezw. Fig. 2a) die „Geschwindigkeitskurve" ein durchaus abweichendes Verhalten, indem hier die Geschwindigkeiten viel, viel langsamer zunehmen, als dem Gesamtverlaufe der allgemeinen Parabel entsprechen würde.

Hingegen fanden wir (nach einigen Fehlversuchen mit andern Kurven), daß sich dem Gesamtverlaufe der „Geschwindigkeitskurve" (innerhalb der beobachteten Geschwindigkeitsdifferenz von etwa 1 : 10 000 000) die logarithmische Kurve recht gut anschmiegt.

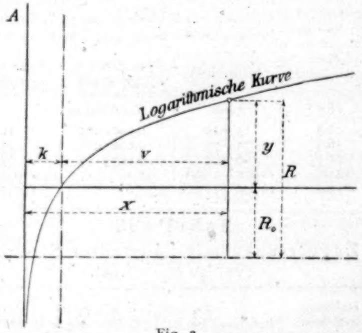


Fig. 3.

Die in Fig. 3 mit A als Asymptote dargestellte logarithmische Kurve hat die Gleichung

$$x = k a^y. \tag{2}$$

Setzt man

$$x = v + k$$
$$y = R - R_0 ,$$

wobei R_0 die zur Deformationsgeschwindigkeit $v = 0$, und R die zu einem beliebigen Werte von v gehörige Ordinate der „Geschwindigkeitskurve", so wird durch die drei vom Material abhängigen Konstanten R_0, k und a die Beziehung zwischen der inneren Reibung R und der spezifischen Deformationsgeschwindigkeit v eindeutig bestimmt.

R_0 entspricht jener auf den ursprünglichen Querschnitt f_0 bezogenen Grenzbelastung $P_0 = R_0 f_0$, welche das Material auch bei unendlich langer Einwirkung gerade noch erträgt. Jede über P_0 liegende Belastung bringt es zum Bruche und zwar um so rascher, je mehr P von P_0 abweicht.

Eine direkte, natürlich nur annähernde Bestimmung des Grenzwertes R_0 ist (falls ein rascheres Vorstrecken unter höheren Belastungen unzulässig scheint) darum schwierig, weil bei den hier in Frage kommenden kleinen Belastungen ($P \sim R_0 f_0$) erst nach Jahrzehnten ein Gleichgewichtszustand (falls $P < R_0 f_0$) oder (falls $P > R_0 f_0$) Bruch eintreten würde.

Indirekt, aus der Scheitelform der „Geschwindigkeitskurve", scheint jedoch hervorzugehen, daß bei Zinn R_0 unter rund 15 kg/cm² liegen dürfte, so daß also ein Zinnstab bei einem normalen Zugversuche (1—2 Proz. Dehnung pro Minute) etwa 20 mal(!) mehr trägt als bei äußerst langsamer Streckung.

Die Konstante k bestimmt bei gleichbleibendem Kräftemaßstabe die absolute Größe der Geschwindigkeiten, die Konstante a den Charakter der „Geschwindigkeitskurve".

Je mehr sich a der Einheit nähert, um so stärker wächst die innere Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit, um so mehr nähert sich die „Geschwindigkeitskurve" einer Geraden.

Bei Flüssigkeiten ist, wie eingangs erwähnt, die innere Reibung proportional der Geschwindigkeit, die „Geschwindigkeitskurve" also eine Gerade ($R = kv$).

Ob diese Gerade nicht vielleicht als eine nur innerhalb gewisser Geschwindigkeitsgrenzen geltende Annäherung an eine sehr flache logarithmische Kurve ($a \sim 1$) aufzufassen wäre, muß vorläufig noch dahingestellt bleiben[1]).

In Tabelle I und II wurden auch die nach Gleichung (2) gerechneten den experimentell ermittelten Werten gegenübergestellt.

Bei Vergleich derselben ist zu beachten, daß neben der Materialunhomogenität insbesonders bei geringen Dehnungsgeschwindigkeiten, die erwähnte Unsicherheit des R_0-Wertes, das Eigengewicht des Drahtes, die monatelange Versuchsdauer (vor allem selbst geringe Temperaturschwankungen, event. auch Erschütterungen) usw. beträchtliche, doch schwer vermeidliche Fehlerquellen bedingen.

Berücksichtigt man ferner, daß selbst minimale Änderungen des Deformationswiderstandes die Größe der Deformationsgeschwindigkeit schon wesentlich beeinflussen, so muß in Anbetracht des bedeutenden in Vergleich gezogenen Geschwindigkeitsintervalles von 1 : etwa 10000000 die Übereinstimmung als eine gute bezeichnet werden.

Die „Geschwindigkeitskurve" zeigt

1) Da bei zähflüssigen Körpern einerseits das beobachtbare Geschwindigkeitsintervall nach oben infolge Wirbelbildungen durch die „kritische Geschwindigkeit" eingeengt ist, und anderseits bei langer Versuchsdauer der hier sehr störende Einfluß selbst geringer Temperaturschwankungen schwer völlig auszuschließen ist, so wäre es immerhin möglich, daß hierdurch eventuelle, minimale Abweichungen der „Geschwindigkeitskurve" von der Geraden verschleiert blieben. Es wäre daher von hohem wissenschaftlichem Interesse, insbesondere den Übergang der zähflüssigen zu den festen Körpern, bezw. der Geraden zu der logarithmischen Kurve (an Versuchen mit Harzen u. dgl.) näher zu studieren.

also den Charakter einer logarithmischen Kurve[1]).

Dieser Charakter der „Geschwindigkeitskurve" bedingt auch, daß bei größeren Deformationsgeschwindigkeiten die innere Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit nur wenig mehr zunimmt und erklärt auch, daß — wie Kick[2]) experimentell nachwies — bei Schlagstauchversuchen die Deformation innerhalb ziemlich weiter Grenzen unabhängig von der Geschwindigkeit des Schlages ist.

Nach der ermittelten Form der „Geschwindigkeitskurve" würde selbst bei Zinn innerhalb eines Geschwindigkeitsintervalles von 3—10 m (entsprechend Hubhöhen von $\frac{1}{2}$—5 m) der Deformationswiderstand (eines etwa 10 cm hohen zylindrischen Probekörpers) höchstens um etwa 5 Proz. variieren.

II.

Die im vorigen erörterte Beziehung zwischen Deformationswiderstand und Deformationsgeschwindigkeit gestattet auch die beim „Nachfließen" bezw. „Nachstrecken" beobachteten Vorgänge (vgl. S. 411/12, Anm. 3) einfach und anschaulich zu deuten.

In Fig. 4 und desgleichen in Fig. 5, 6 und 7 seien verschiedenen (konstanten) Streckgeschwindigkeiten V — sonst gleichen Versuchsbedingungen — entsprechende Zugdiagramme (Abszissen sind die Dehnungen α, Ordinaten die Belastungen P) dargestellt.

In Fig. 4 entspräche dem untersten Diagramme die Geschwindigkeit $V_0 = 0$, also eine

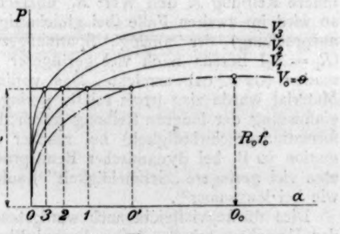


Fig. 4.

unendlich lange Versuchsdauer, den übrigen Kurven, Geschwindigkeiten $V_3 > V_2 > V_1 > 0$. Denken wir uns nun das Material z. B. durch eine Zugkraft $P = P'$ (siehe Fig. 4) belastet, so wird es einen Gleichgewichtszustand erst nach

einer Dehnung um $\alpha = 00'$ erreichen können. Denn wie aus Fig. 4 unmittelbar ersichtlich ist, würde für die Dehnungen $\alpha < 00'$ stets $V > 0$ z. B. für $\alpha = 01 : V = V_1$, für $\alpha = 02 : V = V_2$ usw. Die jeder Dehnung ($\alpha = 01, 02 \ldots$) entsprechende Streckgeschwindigkeit ($V = V_1\ V_2 \ldots$) ist also eindeutig bestimmt.

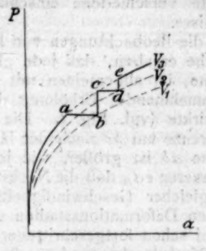


Fig. 5.

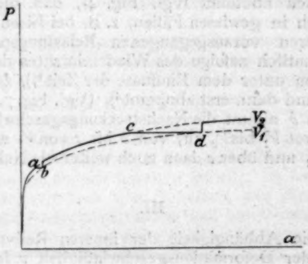


Fig. 6.

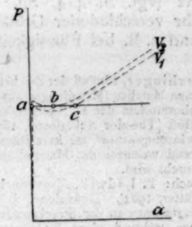


Fig. 7.

Solange $P < R_0 f_0$ ($R_0 f_0 = P_{max}$ für $V = 0$, vgl. Fig. 4), wird demnach V anfänglich rasch, dann immer langsamer bis Null abnehmen. Ist jedoch $P > R_0 f_0$, so wird — was auch unsere Versuche durchaus bestätigten — V zwar zuerst ebenfalls allmählich abnehmen, nach Überschreitung der $R_0 f_0$ entsprechenden Dehnung $\alpha = 00_0$

1) Die Frage, ob anderen spezifischen Schiebungen und anderen Materialien entsprechende „Geschwindigkeitskurven" einen analogen Charakter aufweisen, ließe sich erst nach umfassenden einschlägigen Versuchen mit den verschiedensten Materialien beantworten.

2) Fr. Kick, Das Gesetz der proportionalen Widerstände und seine Anwendungen, S. 55 und 87 (Leipzig, Artur Felix, 1885).

jedoch langsam wieder wachsen, bis schließlich der Bruch erfolgt.

Das „Nachfließen", bzw. Nachstrecken des Materiales ist also die notwendige Folge der Abhängigkeit der inneren Reibung von der Deformationsgeschwindigkeit.

Obige Erwägung erklärt auch auf das ungezwungenste verschiedene einschlägige Versuchsergebnisse.

So z. B. die Beobachtungen von Bauschinger[1]), welche ergaben, daß jede „Belastungspause"[2]) eine, im allgemeinen mit der Dauer derselben zunehmende, Erhöhung der Streckgrenze bewirkte (vgl. Fig. 5. Die Erhöhung der Streckgrenze um *bc* nach der längeren Belastungspause *ab* ist größer, wie jene um *de* nach der kürzeren *cd*), daß die Nachstreckungen (bei etwa gleicher Geschwindigkeitsänderung) in den ersten Deformationsstadien viel kleiner sind, wie bei schon fortgeschrittener Streckung (vgl. Fig. 6, Nachstreckung $ab < cd$), daß ferner die Nachstreckungsgeschwindigkeit zumeist allmählich abnimmt (vgl. Fig. 4), daß dieselbe jedoch in gewissen Fällen, z. B. bei Eisen nach längeren vorausgegangenen Belastungspausen (vermutlich zufolge des Wiedereintrittes der Inflexion unter dem Einflusse der Zeit[3])), zuerst zu- und dann erst abnimmt[4]). (Vgl. Fig. 7. Von *a* bis *b* nimmt die Nachstreckungsgeschwindigkeit von V_1 bis V_2 zu, von *b* bis *c* von V_2 wieder bis V_1 und über *c* dann noch weiter bis Null ab.)

III.

Die Abhängigkeit der inneren Reibung *R* von der Deformationsgeschwindigkeit *v* ist bei verschiedenen Materialien wenn auch vielleicht gleicher Art (vgl. S. 414, Sp. 2, Anm. 1), so doch sehr verschiedener Größe.

Bedeutend z. B. bei Flüssigkeiten, manchen Harzen, Blei, Zinn, Zink; gering z. B. bei Kupfer, Bronze, Messing, Tombak, Eisen und Stahl.

Doch auch im letzteren Falle, wo diese Abhängigkeit scheinbar praktisch ganz zu vernachlässigen ist, kann sich dieselbe unter Umständen (insbesondere bei Materialien mit flachen Fließkurven) recht unangenehm durch Erhöhung der Brüchigkeit des Materials gegen Schlagwirkung bemerkbar machen, was noch gar nicht beachtet worden zu sein scheint.

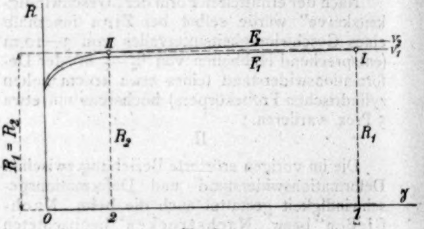


Fig. 8.

Eine Erklärungsmöglichkeit dieser Erscheinung sei in Fig. 8 angedeutet.

F_1 und F_2 wären die „Fließkurven" (Abszissen sind die spezifischen Schiebungen γ, Ordinaten die zugehörigen inneren Reibungen R) eines Materials für zwei verschiedene Deformationsgeschwindigkeiten v_1 und v_2, wobei $v_2 > v_1$. Tritt im ersten Falle z. B. der Bruch (durch Kohäsionsüberschreitung usw.) ein, sobald die innere Reibung R den Wert R_1 überschreitet, so wird im zweiten Falle (bei gleichartiger Beanspruchung) der analoge Spannungszustand ($R_1 = R_2$) bereits nach viel geringerer Deformation ($02 < 01$) erreicht. Das vorliegende Material würde also (trotz relativ geringer Beeinflussung der inneren Reibung durch die Deformationsgeschwindigkeit) bei rascher Deformation (z. B. bei dynamischer Beanspruchung) eine viel geringere „Schmeidigkeit"[1]) aufweisen wie bei langsamer[2]).

Dies dürfte vielleicht auch wenigstens eine der Ursachen sein[3]), daß z. B. bei Biegever-

1) J. Bauschinger, Einfluß der Zeit bei Zerreißversuchen mit verschiedenen Metallen (Mitteilungen aus dem mechanisch-technischen Laboratorium der K. Technischen Hochschule in München, 20. Heft [Theodor Ackermann, 1891]).

2) Mit „Belastungspause" sei kurz jenes Zeitintervall bezeichnet, während welchem das Material mit konstanter Belastung beansprucht wird.

3) Vgl. auch: P. Ludwik, Zugversuche mit Flußeisen (Technische Blätter, 1904). „Inflexion", d. i. unstetiger Verlauf des Zugdiagrammes an der Streckgrenze. Die Erhöhung der Streckgrenze während einer Entlastungspause (Zeitintervall, während welchem das Material nach einer gewissen bleibenden Deformation vollkommen entlastet bleibt), eine der noch ungeklärtesten Nachwirkungserscheinungen, dürfte wohl innig mit dem Wiedereintritte der Inflexion zusammenhängen, da nach unseren einschlägigen (nicht veröffentlichten) Zugversuchen Materialien, welche keine Inflexion aufwiesen (z. B. Zinn, Zink, Messing, manche Eisen- und viele Stahlsorten usw.), auch keine erhebliche Erhöhung der Streckgrenze, selbst während einer mehrwöchentlichen Entlastungspause, erkennen ließen.

4) Vgl. Mitteilungen München, 20. Heft (siehe l. c., Anm. 1), S. 29.

1) Vgl. P. Ludwik, Über Zähigkeit und Schmeidigkeit (Zeitschrift für Werkzeugmaschinen und Werkzeuge, 1908, Heft 23, S. 327).

2) Eine Reduktion des Deformationsvermögens könnte natürlich statt durch vorzeitigen Bruch auch durch vorzeitige Lokalisierung der Deformation — zufolge mit geringfügiger Änderung der Form der „Fließkurve" event. verbundene vorzeitige Erreichung des Belastungshöchstwertes (maximale Zugbelastung, maximales Torsionsmoment usw.) — stattfinden, wenn die durch eine solche Lokalisierung hervorgerufene Erhöhung der spezif. Streckgeschwindigkeit (vgl. S. 412/13 und Anm. 2, S. 412, Sp. 2) dies nicht kompensierend verschleiern würde.

3) Ob und wie sich die Kohäsion (nicht die Zugfestigkeit) mit der Deformationsgeschwindigkeit ändert, ist noch nicht erforscht.

suchen mit vollen wie mit gekerbten Stäben aus Gußeisen, Flußstahl und Flußeisen, das Verhältnis der dynamischen zur statischen Biegearbeit innerhalb weiter Grenzen (0,62 bis 3,5) schwankte[1]).

Am drastischsten kommt natürlich eine derartige Reduktion des Deformationsvermögens bei Materialien zum Ausdruck, welche neben flacher „Fließkurve" noch eine mit der Deformationsgeschwindigkeit stark veränderliche innere Reibung und relativ geringe Kohäsion besitzen.

Ein solches Material ist beispielsweise das Pech.

Bei Pech ist nach Untersuchungen von Obermayer[2]) die innere Reibung R (unabhängig von der vorangegangenen Deformation) annähernd proportional der Deformationsgeschwindigkeit v (also $R_0 = 0$ und $a \sim 1$).

Bei langsamer Beanspruchung wird wegen der geringen Deformationsgeschwindigkeit die innere Reibung klein bleiben (bei $v = 0$ wäre sogar $R = 0$), daher auch die maximale auftretende Zugspannung einen gewissen, unterhalb der Kohäsionsgrenze liegenden Wert nicht erreichen, wogegen bei rascher Beanspruchung zufolge des dann stark (etwa proportional der Deformationsgeschwindigkeit) zunehmenden Deformationswiderstandes die maximale Zugspannung sehr bald die Kohäsion überschreitend den Bruch herbeiführen wird.

Dies erklärt, daß sich Pech bei statischer Beanspruchung wie eine zähe Flüssigkeit, bei dynamischer aber wie ein spröder, fester Körper verhält.

1) Vgl. A. Leon und P. Ludwik, Vergleichende statische und dynamische Kerbbiegeproben (Mitteilungen aus dem mechanisch-technischen Laboratorium der k. k. Technischen Hochschule in Wien, 6. Heft (Wien, Lehmann & Wentzel, 1900).

2) A. v. Obermayer, Ein Beitrag zur Kenntnis der zähflüssigen Körper (LXXV. Band der Sitzber. der k. Akademie der Wissenschaften, II. Abteil., Aprilheft, Jahrg. 1877).

(Eingegangen 7. Mai 1909.)

Schaltung von Unterbrecherapparaten für Anschluß an Dreileitergleichstromnetze.

Von M. Höchstädter.

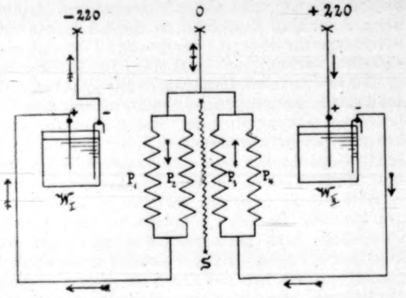
Die Ansprüche an die Leistung gewisser Unterbrecherapparate, wie sie für Zwecke der Röntgentechnik in Verwendung sind, haben sich in letzter Zeit außerordentlich gesteigert. Diese Apparate bedingen nun in ihrer heutigen Form und Anordnung Starkstromanschluß; denn sie verbrauchen bei 110 und 220 Volt Gleichspannung momentane Stromstärken von 100 und mehr Ampere.

Früher, solange diese Apparate nur für Zeitaufnahmen mit einem maximalen Strombedarf bis zu 20 Ampere eingerichtet waren, traten beim Anschluß derselben an bestehende Dreileiternetze für 2×110 oder 2×220 Volt Schwierigkeiten selten auf. Die für die Erzeugung großer Röntgenlichtintensitäten bis jetzt fast ausschließlich verwendeten Induktoren mit elektrolytischem (Wehnelt- oder Simon-)Unterbrecher konnten eben mit den nötigen Ab- und Vorschaltwiderständen und den sonstigen Regulier- und Meßapparaten meist ohne Anstand, wenn es nötig war, auch nur an eine Netzhälfte angeschlossen werden. Dies ist in jedem Falle vorteilhaft, weil die erzeugte Röntgenlichtqualität bei niederer Betriebsspannung erheblich günstiger ist; bei 2×220 Volt aber ist diese Maßnahme absolut nötig, weil der meist verwendete Wehneltunterbrecher Spannungen von erheblich über 220 Volt nicht zu verwenden gestattet.

Nachdem nun aber die meisten größeren Instrumentarien, die alten noch nachträglich, mit der Einrichtung für Momentbetrieb versehen werden, gibt die Frage ihres Anschlusses häufig zu unangenehmen Auseinandersetzungen mit den Elektrizitätswerken Veranlassung. Es ist auch ganz klar, daß den letzteren, besonders in kleinen Netzen oder schwachen Netzzweigen, regelmäßig auftretende einseitige Stromstöße von mehr als 100 Ampere höchst unwillkommen sind.

In der ersten Zeit nach Einführung der Momentaufnahmen half man sich über die entstehenden Schwierigkeiten hinweg, indem man bei 2×110 Volt den Anschluß des Apparats an die Außenleiter vollzog und bei 2×220 Volt durch einen Ballastwiderstand in der einen Netzhälfte so viel Strom entnahm, als auf der anderen Seite durch das Instrumentarium ging. Statt dieses unwirtschaftlichen Notbehelfes wird nun seit kurzer Zeit das nachstehend beschriebene Verfahren angewandt, das gestattet, beide Netzhälften gleichmäßig auszunützen, so zwar, daß nur die halbe Netzspannung an einem Unterbrecher liegt.

Nach der Figur besteht das Verfahren darin, daß die einzelnen Lagen P_1, P_2, P_3, P_4 der bei modernen Induktoren sowieso schon (meist 4fach) unterteilten Primärspule eines verwendeten normalen Induktors mit der Sekundärspule S für Momentschaltung nicht alle zueinander parallel geschaltet werden, wie sonst bei Momentaufnahmen, sondern je zur Hälfte parallel und die zwei Gruppen in Serie. Es werden statt eines 3- oder 4stiftigen Unterbrechers deren zwei 2stiftige W_I und W_{II} verwendet oder ein Unterbrecher mit Doppelgefäß; außerdem liegt die Mitte der Primärwicklung am Nulleiter. Wie man aus der Figur sieht, kommt die Anordnung darauf hinaus, daß die Primärwicklung je hälftig mit einem Unterbrecher gleichsinnig an eine



Netzhälfte gelegt wird, so daß die Verbindung der beiden Wicklungshälften am Nulleiter liegt. Die Schalttafeln der Apparate sind so eingerichtet, daß für Momentaufnahmen durch einen Hebelumschalter die hier beschriebene Anordnung, wie bei Momentschaltung üblich, direkt ohne Widerstand an das Gesamtnetz gelegt wird, während sonst die normale Schaltung für Zeitaufnahmen mit ihrem separaten Wehneltschen und meist auch vorhandenen mechanischen Unterbrecher und den Regulierwiderständen nur an einer Netzhälfte liegt. —

Das Wesentliche der neuen Anordnung ist die Verteilung der beiden angewandten Unterbrecher auf die beiden Seiten der Primärwicklung und insbesondere der Anschluß der Mitte der letzteren an den Nulleiter, wobei also auf jeden Unterbrecher mit seiner primären Wicklungshälfte nur die halbe Netzspannung kommt. Es muß hervorgehoben werden, daß andere Methoden, welche auf eine reine Serienschaltung zweier Unterbrecher hinauslaufen, keineswegs befriedigende Resultate liefern. Zwei in Reihe geschaltete Wehneltstifte arbeiten bei der geringsten Differenz ihrer Einstellung nicht synchron, ebensowenig wie zwei in Serie geschaltete Hauptstrombogenlampen; Stift und Lampe gleichen sich nämlich in gewissem Sinn insofern, als beide bei bestimmter Einstellung einen bestimmten Stromwert verlangen. Trotzdem die hier beschriebene Schaltung vielleicht auf den ersten Blick mehr an eine Serienschaltung erinnert, habe ich doch schon oben mit Absicht ihre Definition mehr als eine Art von Parallelschaltung aufgefaßt. Und in der Tat weist die ganze Wirkungsweise der Anordnung vollkommen auf den Charakter einer Parallelschaltung hin. Dies beweist am augenfälligsten die Rolle, welche der Nulleiter in der Schaltung spielt. Versuche zeigten, daß der Anschluß an den Nulleiter absolut nötig ist; sobald er, auch bei vollständigem Gleichgewicht beider Netzhälften, aufgehoben wird, bringen kleine Spannungsdifferenzen der Netzhälften die Anordnung aus dem Gleichgewicht, die Stifte arbeiten unregelmäßig und mit rauhem, kratzendem Ton und setzen zeitweilig aus.

Bei der hier angegebenen Schaltung mit Nulleiteranschluß dagegen arbeiten beide Unterbrecher vollkommen synchron, was, abgesehen von der Sekundärleistung, schon an ihrem reinen Tone erkennbar ist. Zudem ist die Anordnung in hohem Maße stabil. Wenn beide Unterbrecher, jeder für sich, vorher auf gleiche Stromstärke bei gleicher Spannung eingestellt sind, so zeigt ein im Nulleiter liegendes Amperemeter bei 40 Ampere Strom auf jeder Netzseite nur rasche unregelmäßige Stromschwankungen um den Nullwert mit einem höchsten Ausschlag von $\pm 0,5$ bis $\pm 1,0$ Ampere; dies scheint von den stets vorhandenen Unregelmäßigkeiten im Arbeiten der Unterbrecher herzurühren. Wird der eine Unterbrecher nun verstellt, so stellt sich ein der Differenz der Ströme in den beiden Außenleitern entsprechender mehr oder minder schwankender Strom im Nulleiter ein. Die Verstellung der Unterbrecher gegeneinander kann schon ganz erheblich weit getrieben werden, bis sie anfangen, einen kratzenden Ton als Zeichen unregelmäßiger Unterbrechungen zu geben. —

Demnach ist die Wirkungsweise der neuen Schaltung so zu erklären, daß sie im wesentlichen auf einem Parallelarbeiten der Unterbrecher beruht, derart, daß dieselben zwar nicht wie die einzelnen Stifte jedes Unterbrechers zueinander elektrisch parallel geschaltet, sondern vielmehr durch ihre zugehörigen beiden Primärwicklungen magnetisch gekuppelt sind, wodurch der Synchronismus beider Unterbrecher aufrecht erhalten wird, aber nur so lange, als sich die dabei infolge von Ungleichheiten der Stifte usw. bedingten Differenzen zwischen den beiden von den Unterbrechern angestrebten Stromstärken durch den Nulleiter ausgleichen können.

Nach der beschriebenen Methode ausgeführte Apparate ergaben bei eingehenden Versuchen vorzügliche Resultate; die erzielte Sekundärleistung ist, auch bezüglich des Strahlencharakters, derjenigen äquivalent, die bei Aufwendung der Summe der beiden Stromstärken aus einem Zweileiternetze halber Spannung erzielt wird. Sie wird für 2×220-Voltnetze angewandt und empfiehlt sich aus oben angegebenem Grunde vielfach auch für 2×110-Voltnetze. Die durch sie bedingte Verteuerung beschränkt sich im wesentlichen auf den zusätzlichen doppelten Wehneltunterbrecher.

Apparate nach dieser, übrigens zum Patent angemeldeten Anordnung baut die Firma Reiniger, Gebbert & Schall A.-G. in Berlin-Erlangen.

Erlangen-Charlottenburg, Januar 1909.

(Eingegangen 24. April 1909.)

Ein neuer Registrierapparat für feine elektrische Impulse.

Von Hans Simon.

Die Einführung der kontinuierlichen elektrischen Schwingungen (System „Poulsen") in die Praxis der drahtlosen Telegraphie ließ einen neuen Schreibempfangsapparat entstehen, der sich besonders den Ansprüchen des neuen Systems anpaßte. An Stelle des Fritters in Verbindung mit Relais und Morseapparat trat das Adersche Fadengalvanometer mit photographischer Registrierung der Fadenausschläge. Dem neuen Apparat lag das Prinzip des französischen Telegrapheningenieurs Ader, der sich besonders mit den Fragen der Kabeltelegraphie beschäftigte, zugrunde. Im Jahre 1897 machte dieser die erste Angabe über den neuen Apparat (vgl. E.T.Z. 1897, S. 861). So wie ihn Ader damals für die Kabeltelegraphie zur Verwendung vorschlug, war er allerdings nicht für den modernen Zweck der drahtlosen Telegraphie zu verwenden. In erster Linie bedurfte das Adersche Fadengalvanometer einer durchgreifenden Verbesserung. Der holländische Physiologe Einthoven löste diese Aufgabe. Das physik.-mechan. Institut von Edelmann, München, fabriziert heute auf dieser Grundlage Galvanometer, die den Anspruch auf ungemein große Empfindlichkeit machen können. Die Firma C. Lorenz A.-G., Berlin, konstruierte auf Grund dieser Verbesserungen den neuen Registrierapparat, der in erster Linie den Empfangszwecken in der drahtlosen Telegraphie dienen sollte.

Seinem konstruktiven Aufbau nach kann man an dem Apparat vier Hauptteile unterscheiden: den elektrischen, den optischen, den photographischen Teil und die Antriebsvorrichtung. Figur 1 und 2 stellen den Apparat in seiner Gesamtanordnung dar.

Der elektrische Teil — im Prinzip das Adersche Fadengalvanometer — besteht aus einem auf einem Stativ sitzenden permanenten Magneten (Fig. 1 u. 2), der zwischen seinen Polschuhen den sogenannten Fadeneinsatz aufnimmt. Der Fadeneinsatz (eine von C. Lorenz A.-G. vorgeschriebene Spezialkonstruktion des Edelmannschen Fadeneinsatzes) ist der Träger des im magnetischen Felde befindlichen Leiters und wird durch Fig. 4 dargestellt.

Der Fadeneinsatz trägt beiderseitig eine Durchbohrung, die einerseits die Beleuchtung und andererseits die Beobachtung des Fadens durch das Mikroskop gestatten soll. Die Beleuchtung des Fadens geschieht durch eine kleine 3—4 voltige Glühlampe, die in einer geeigneten Fassung leicht auswechselbar hinter den Magneten und vor der Durchbohrung des Fadeneinsatzes angeordnet ist. Der Stromanschluß (Akkumulator oder Trockenelemente) für diese Lampe geschieht durch 2 aus der Grundplatte des Apparates herausragende Stöpsel (Fig. 1), die unterhalb der Grundplatte leitend mit den beiden Polen der Lampenfassung verbunden sind. Zwei neben diesen Stöpseln sichtbare eingelassene Buchsen sind mit den beiden Enden des Fadens unterhalb der Grundplatte leitend verbunden und dienen zum Anschluß für den Empfangsstrom. Ein in Figur 2 sichtbarer kleiner Regulierwiderstand kann parallel zum Faden geschaltet werden, dient also zur feineren Regulierung seines Ausschlages.

Der optische Teil besteht aus einem Zeißschen Achromat von ca. 80facher Vergrößerung. Das Objektiv erzeugt von dem durch die Glühlampe kräftig beleuchteten Faden ein reelles Bild (Schattenbild) auf einer Mattscheibe, die sich an der Vorderseite (Fig. 3) des Apparates befindet. Zwei ebenfalls in Fig. 3 links und rechts unten sichtbare Hartgummiknöpfe dienen zur Scharf- und Richtigstellung des Fadenbildes auf der Mattscheibe. Diese Hartgummiknöpfe sitzen auf unterhalb der Grundplatte

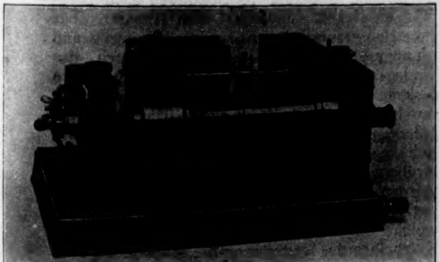


Fig. 1.

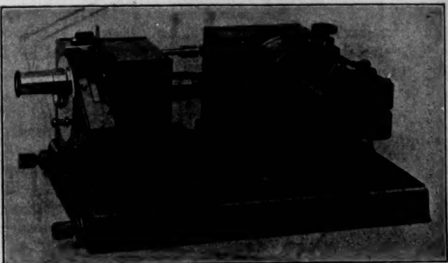


Fig. 2.

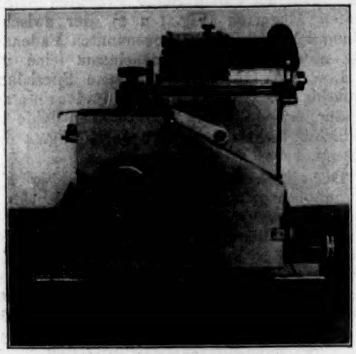


Fig. 3.

Fig. 4.

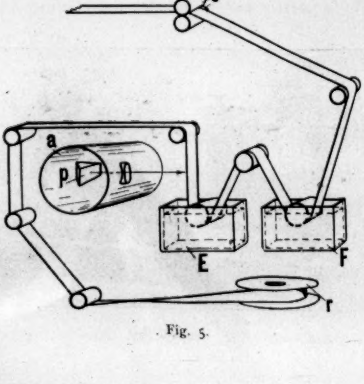


Fig. 5.

montierten Schraubenspindeln, die eine Lagenänderung der das Objektiv und die Magneten tragenden Stative bewirken. Direkt vor der Mattscheibe befindet sich im Innern des vorderen Kastens ein Prisma, welches in den Strahlengang ein- und ausschaltbar ist. Dieses Prisma projiziert den mittleren Teil des Fadenbildes unter Zwischenschaltung einer Zylinderlinse — zur Erzielung eines scharf abgegrenzten Lichtspaltes — auf eine in Bewegung befindliche Bromsilberschicht. Die allgemeine Anordnung des vorderen Kastens geht aus Fig. 5 hervor. *a* ist der Tubus des Mikroskops. Die auf den Beschauer zukommenden Lichtstrahlen werden in der Richtung des Pfeiles durch das Prisma *p* nach der Schicht des lichtempfindlichen Papiers gebrochen. Eine in die Grundplatte eingelassene, leicht herausziehbare Kassette enthält die auf einem Dorn leicht drehbar angeordnete Metallrolle *r*, auf der das zu verarbeitende lichtempfindliche Papier aufgewickelt ist. Das verwendete Papier ist bei einer Länge von ca. 70 m 9 mm breit und entspricht in bezug auf seine photochemischen Eigenschaften in jeder Weise den gestellten Anforderungen, nämlich höchste Empfindlichkeit bei markantester Schwarzweißwirkung. Das Papier wird dann über ein in Fig. 5 schematisch angegebenes Rollensystem durch ein Entwicklergefäß *E* und ein Fixierergefäß *F* geführt und verläßt bei den Rollen *c* den Apparat. Die obere der beiden Rollen *c*, die durch Federdruck aufeinander lagern, wird mit Hilfe einer Spindel durch ein kräftiges Uhrwerk (Fig. 1—3) angetrieben und hierdurch wird der Papierstreifen entsprechend der Geschwindigkeit des Uhrwerks aus dem Apparat gezogen. Die Geschwindigkeit des Papierstreifens läßt sich mit Hilfe einer am Uhrwerk vorgesehenen Reguliervorrichtung in großen Grenzen (2—25 mm sekdl.) verändern. Das Uhrwerk selbst besitzt bei einer mittleren Geschwindigkeit eine Ablaufszeit von ca. 30 Minuten. Bei der letzteren Geschwindigkeit verläßt das aufgenommene Telegramm ungefähr 10 Sekunden nach Empfang entwickelt und fixiert den Apparat. Die Inbetriebsetzung des Apparates (Uhrwerk und photographischer Teil) geschieht durch das Umlegen des in Fig. 3 über den vorderen Kasten herausragenden kleinen Hebels. Hierdurch wird die Auslösung des Uhrwerks veranlaßt und gleichzeitig ein Emporheben der beiden Gefäße bis zum Eintauchen des Papierstreifens bewirkt. Bei Zurücklegen des Hebels werden zuerst die beiden Gefäße wieder gesenkt und eine Arretiervorrichtung ausgelöst, welche das Uhrwerk, aber erst nach erfolgtem Erscheinen der letzttelegraphierten Zeichen, zum Stillstand bringt.

Im vorangegangenen ist alles Prinzipielle

über den neuen Registrierapparat gesagt; es sollen noch einige allgemeinere Bemerkungen folgen.

Die zur Aufnahme der Entwickler- und Fixiererflüssigkeiten dienenden Gefäße sind nach Art der Geflügeltränken ausgeführte Zelluloidgefäße, die sich entsprechend der durch den Streifen aufgesaugten Flüssigkeitsmenge selbsttätig nachfüllen. Die verwendeten Flüssigkeiten selbst sind hochkonzentrierte Lösungen, die für den Gebrauchszweck besonders hergestellt sind. Die Entwickler und Fixierer sind auch in Salzform zu beziehen und es wird dadurch ein bequemeres Arbeiten bei transportablen Apparaten erzielt. Um mit dem Apparat bei Temperaturen zu arbeiten, bei denen im allgemeinen die Reduktionsfähigkeit des Entwicklers nachläßt oder gar aufhört, ist noch eine Wärmevorrichtung vorgesehen, welche die Flüssigkeiten auf der entsprechenden Temperatur hält. Diese Vorrichtung besteht in einem erhitzten Schamottestein, der hinter die beiden Zelluloidgefäße an Stelle der Rückwand des vorderen Kastens eingeschoben wird. Die von dem Stein ausstrahlende Wärme genügt, um noch bei -10^0 gute Photogramme zu erzielen; selbstverständlich muß der Schamottestein nach entsprechender Zeit durch einen neuerwärmten ersetzt werden. Die Wärmevorrichtung kann aber auch in verschiedener Weise den örtlichen Verhältnissen angepaßt werden, z. B. kann die Erwärmung erfolgen durch elektrische Heizspiralen, Dauerglühkörper, Warmwasserröhren usw.

Die einzelnen Teile des Instrumentes sind alle leicht und schnell demontierbar, desgleichen ist es in allen seinen Teilen leicht zugänglich und übersichtlich. Das Auswechseln von Glühlampe, Papier, Flüssigkeiten usw. kann innerhalb weniger Sekunden erfolgen und zieht keinesfalls eine längere Betriebsstörung nach sich. Die äußeren Dimensionen des Apparates sind $38 \times 20 \times 15$ cm, sein Gewicht beträgt ca. 14 kg; er ist auf einer Magnaliumgrundplatte montiert und besteht in der Hauptsache aus vernickeltem Messing, nur der Kasten, in welchem der photochemische Prozeß vor sich geht, besteht aus starkem Nickelblech, das den ätzenden Eigenschaften der Entwicklerund Fixiererflüssigkeiten genügenden Widerstand leistet.

Trotzdem der Apparat in der vorbeschriebenen Ausführung nur dem Sonderzweck für drahtlose Telegraphie dient, kann man doch mit ihm allerlei wichtige Messungen machen, bei denen es auf die Registrierung feiner elektrischer Impulse ankommt.

Er kann Verwendung finden bei erdmagnetischen Messungen und auf dem Gebiete der Erdbebenforschung. Eine Verwendbarkeit in der Kabeltelegraphie dürfte günstige Resultate erzielen. Registrieraufnahmen luftelektrischer Störungen sind mit ihm in äußerst bequemer Weise auszuführen. Jedenfalls kann er in physikalisch-wissenschaftlichen Laboratorien reiche Verwendung finden und wird großen Ansprüchen auf Empfindlichkeit und präzises Arbeiten gerecht werden können.

(Eingegangen 10. Mai 1909.)

Berichtigung zu meiner Notiz „Über die Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur in homogenen gasförmigen Systemen"[1].

Von Hans Goldschmidt.

Herr Geheimrat Nernst hat mich freundlichst auf zwei Inkorrektheiten aufmerksam gemacht, die mir bei Erwähnung seiner Theorie des chemischen Widerstandes in der obengenannten Notiz unterlaufen sind. Ich beeile mich, dieselben zu berichtigen.

Zunächst möge jedoch der betreffende Abschnitt hier reproduziert und die änderungsbedürftigen Stellen durch den Druck hervorgehoben werden:

„Theoretisch läßt sich der enorme Anstieg der Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur vom Standpunkte der Kinetik aus nicht ohne weiteres voraussehen. Denn die Zahl der Zusammenstöße zwischen den Molekeln wächst nur proportional $\sqrt{T}$..... Nernst nimmt **deshalb, und auch** mit Rücksicht auf die aperiodische Einstellung chemischer Gleichgewichte die Existenz eines besonderen, stets sehr beträchtlichen Widerstandes an, so daß in Analogie zum Ohmschen Gesetz die Beziehung gilt:

$$\text{Reaktionsgeschwindigkeit} = \frac{\text{treibende Kraft}}{\text{chem. Widerstand}}.$$

Da sich jedoch die Gesetze, denen der chemische Widerstand gehorcht, bisher nicht haben ermitteln lassen, so würde die Einführung dieses Begriffes für unser Problem bloß eine Substitution der Unbekannten bedeuten.

Im Gegensatz zu Nernst nimmt Arrhenius an, daß überhaupt nicht alle Moleküle reagieren ......"

Folgendes ist hierbei richtig zu stellen:

1. Das Motiv zur Einführung des Begriffes „chemischer Widerstand" war, wie z. B. aus Nernst, Theoret. Chemie, IV. Aufl., S. 656, unzweideutig hervorgeht, im wesentlichen die Tatsache der aperiodischen Gleichgewichtseinstellung, nicht aber die starke Temperaturempfindlichkeit der Reaktionsgeschwindigkeit. Die Worte „deshalb und auch" haben daher zu entfallen.

1) Diese Zeitschr. 10, 206, 1909.

2. Es besteht kein Gegensatz zwischen den Theorien Nernsts und Arrhenius' im Sinne gegenseitigen Ausschlusses. Der Begriff des chemischen Widerstandes ist vielmehr mit der Arrheniusschen Vorstellung der „aktiven Molekeln" sehr wohl vereinbar. Die Hypothese von Arrhenius schließt die Nernstsche Annahme starker Dämpfung ebensowenig aus, als sie dieselbe fordert. Die Wendung „im Gegensatz zu Nernst" ist daher gleichfalls zu streichen.

(Eingegangen 19. Mai 1909.)

Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums.

Bemerkung zu der Arbeit von Sidney Ruß und Walter Makower.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die in dieser Zeitschr. 10, 361, 1909 in deutscher Übersetzung erschienene Arbeit von Sidney Ruß und Walter Makower enthält in der Einleitung einen auf unsere letzte Arbeit [1]) bezüglichen Passus, zu dem wir, da er zumindest in der deutschen Fassung Irrtumsmöglichkeiten einschließt, einige berichtigende Worte bemerken möchten.

Die betreffende Stelle lautet: „Während der Ausführung unserer Arbeit sind diese Versuche (es handelt sich um Versuche von Miß Brooks, die Rutherford in seinem Lehrbuch anführt) von Hahn und Meitner wiederholt worden." Und weiter: „Sowohl in dieser Arbeit wie in einer anderen werden Anzeichen für ähnliche Erscheinungen am Aktinium und am Thorium angeführt." Die Verf. fahren dann fort: „Die Versuche, über die wir hier berichten werden, liefern einen direkten Beweis für den Rückstoß von Radium *A*, Radium *B* und Radium *C* bei ihrer Bildung aus Emanation bzw. aus Radium *A* und aus Radium *B*."

Hierzu ist nun folgendes zu bemerken: Wir wurden zu unseren Versuchen durch Resultate veranlaßt, die der eine von uns gelegentlich der Untersuchung einer Restaktivität beim Aktinium erhalten hatte. Ohne Kenntnis der Beobachtungen der Miß Brooks waren damals die Ergebnisse bereits durch den Rückstoß erklärt worden, den das bei der Emission der α-Strahlen resultierende Restatom der radioaktiven Substanz erfährt. Erst nachträglich wurden wir auf die Miß Brooksschen Versuche und deren richtige Deutung durch Rutherford aufmerksam gemacht. Da Miß Brooks keinen Einfluß des elektrischen Feldes gefunden hatte, die Versuche mit Aktinium einen solchen aber unzweideutig ergeben hatten, stellten wir Untersuchungen außer an Aktinium und Thorium auch an Radium an. Die erhaltenen Resultate waren kurz die folgenden: Aus frischem aktiven Niederschlag wurde Radium *B* in sehr beträchtlicher Menge erhalten. Wartete man, bis alles *RaA* zerfallen war, so wurde an der negativen Elektrode Radium *C* gefunden, das demnach sein Auftreten dem durch die Emission der β-Teilchen bedingten Rückstoß verdankt.

Die Versuche mit dem aktiven Niederschlag des Aktiniums ergaben das Auftreten von Aktinium *C* an der negativen Elektrode, und zwar in solcher Menge und Reinheit, daß wir die Abklingung bis unter 1 Proz. der Anfangsaktivität verfolgen und die von uns früher angegebene Zerfallsperiode mit größter Genauigkeit bestätigen konnten.

Beim Thorium gelang es uns auf diese Weise, ein bis dahin unbekanntes Produkt, Thorium *D*, mit absoluter Sicherheit nachzuweisen und dessen Zerfallskonstante zu bestimmen.

Daß wir die Aktivierung durch Rückstoß als absolut sichergestellt betrachteten, beweist der von uns gewählte Titel der Arbeit: „Eine neue Methode zur Herstellung radioaktiver Zerfallsprodukte". Der Ausdruck „Anzeichen" wird daher unseren Resultaten wohl nicht ganz gerecht.

Zum Schlusse mögen hier noch zwei Sätze aus unserer Arbeit wörtlich zitiert werden:

„Die angegebene Methode ist sonach zur Abtrennung von reinem Aktinium *C* äußerst wirksam und mit größter Leichtigkeit anzuwenden."

„Auch hier (beim Thorium *D*) macht sich wieder der große Vorzug der physikalischen Abtrennungsmethode gegenüber der chemischen geltend und zwar sowohl in bezug auf die Reinheit als auch auf die Quantität der erhaltenen Präparate."

Berlin, Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Juni 1909.)

1) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., S. 55—62, 1909.

BESPRECHUNGEN.

H. Strasser, Lehrbuch der Muskel- und Gelenkmechanik. I. Band: Allgemeiner Teil. gr. 8. XI u. 212 S. mit 100 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1908. M. 7.—

Die Wissenschaft von den sichtbaren Bewegungen des menschlichen oder allgemein tierischen Körpers hat sich erst ganz allmählich entwickelt. Wenn auch die ersten exakten Anwendungen der Mechanik auf den lebenden Körper bis in das 17. Jahrhundert, in

die Zeit des Mathematikers A. Borelli, zurückreichen, so ist die Untersuchung der Gelenkbewegungen und der Wirkung der Muskeln doch erst nach dem Erscheinen der Mechanik der menschlischen Gehwerkzeuge der Brüder Weber und der grundlegenden Arbeiten von Adolf Fick in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts in Fluß gekommen. Seit dieser Zeit ist nun das Gebiet von verschiedenen Forschern bearbeitet und so weit gefördert worden, daß man jetzt von der physiologischen Mechanik oder Bewegungsphysiologie als einem selbständigen Zweig der Physiologie reden kann.

Als Erklärung für die frühere stiefmütterliche Behandlung der physiologischen Mechanik ließe sich nicht etwa anführen, daß die Probleme dieser Wissenschaft für die Biologie keine große Bedeutung hätten; es sind ganz im Gegenteil die Gliederbewegungen des lebenden Körpers sogar als Hauptzweck des tierischen Organismus aufzufassen, dem der ganze Bau des Körpers angepaßt ist. Der Grund für die lange Vernachlässigung liegt vielmehr in dem Umstande, daß einer exakten Lösung vieler Probleme der physiologischen Mechanik zum Teil recht beträchtliche Schwierigkeiten entgegenstehen, und daß dabei Anforderungen an die verschiedensten Wissensgebiete gestellt werden. Daher wird wohl die physiologische Mechanik auch nicht sobald sehr populär werden. Immerhin können aber die Lehrbücher der Physiologie, so wie auch die der Anatomie, die neue Wissenschaft jetzt nicht mehr nur mit wenigen Worten abtun, oder sie gar ganz ignorieren, wenn sie dem Fortschritt der Wissenschaft Rechnung tragen wollen. Und es wird auch in absehbarer Zeit von dem Studierenden der Medizin eine gewisse Vertrautheit mit den wichtigsten Resultaten der physiologischen Mechanik verlangt werden müssen. Es sollte daher, wie der Verfasser des oben angegebenen Buches in seiner Vorrede mit Recht anführt, die Einführung in die Maschinenlehre des menschlichen Körpers sogar schon eine der Aufgaben des anatomischen Unterrichts und der Tätigkeit auf dem Präpariersaal sein.

Da nun zum Verständnis der Lösung der Probleme der Bewegungsphysiologie erfahrungsgemäß die physikalischen Vorkenntnisse der Studierenden der Medizin nicht ausreichen, so ist das Erscheinen eines jeden Buches an und für sich mit Freuden zu begrüßen, welches wie das vorliegende Lehrbuch der Muskel- und Gelenkmechanik von H. Strasser sich u. a. die Aufgabe stellt, die hauptsächlich in Frage kommenden allgemeinen mechanischen Probleme, welche die Gelenk- und Muskelmechanik darbietet, möglichst klar zu formulieren und in ihrem vollem Umfange und Zusammenhange zu erläutern.

In einem besonderen, der eigentlichen Muskel- und Gelenkmechanik vorausgehenden Abschnitt des Strasserschen Buches sollen zunächst die Grundprinzipien der Mechanik eingehender behandelt werden, als es in den bei Medizinern gebräuchlichen Lehrbüchern der Physik und in ihrem Physikunterricht der Fall sein kann. So sehr dieses Bestreben anzuerkennen ist, so muß im Interesse der Sache doch bedauert werden, daß der erste Abschnitt nicht noch viel mehr über die elementaren Lehren der Physik hinausgeht.

So wird z. B. zuletzt im Anschluß an die Betrachtung der Kräftepaare und ihrer Momente auch deren drehende Einwirkung behandelt und dabei das Resultat angegeben, daß die gesamte Einwirkung eines Kräftepaares auf einen freien starren Körper in einer Drehbeschleunigung parallel der Ebene des Kräftepaares um eine zu dieser senkrecht stehende Achse des Massenmittelpunktes besteht. Der Satz ist in dieser allgemeinen Form jedoch bekanntlich nur richtig, wenn das Trägheitsellipsoid des Massenmittelpunktes eine Kugelfläche ist, was für die einzelnen Abschnitte des lebenden Körpers, mit einziger Ausnahme des Kopfes, auch nicht einmal annähernd stattfindet. Im übrigen kann der obige Satz nur in dem besonderen Falle Geltung beanspruchen, daß die Ebene des Kräftepaares auf einer der drei Hauptträgheitsachsen des Körpers senkrecht steht; denn sobald die letztere Bedingung nicht erfüllt ist, weicht auch die instantane Drehungsachse, um welche die Drehbeschleunigung bewirkt wird, in bestimmt angebbarer Weise von der zur Ebene des Kräftepaares senkrechten Richtung ab. Dies hätte wenigstens angedeutet werden müssen, um nicht eine falsche Vorstellung von der Wirkungsweise eines Kräftepaares zu erwecken.

In der richtigen Erkenntnis, daß eine mathematische Formulierung und exakte Durchführung vieler Probleme der physiologischen Mechanik ohne Kenntnis der Begriffe und Methoden der Differential- und Integralrechnung gar nicht möglich ist, findet sich ferner an geeigneter Stelle der Begriff des Differentialquotienten auseinandergesetzt und verwendet — leider jedoch in so kurzer Weise, daß wohl kaum angenommen werden darf, es könne damit bei einem Studenten der Medizin ein klares Verständnis für das Wesen und die Bedeutung desselben erzielt werden.

Weiter wäre es wünschenswert gewesen, bei der Betrachtung der Beschleunigung auf den Unterschied zwischen Tangential- und Normalbeschleunigung und die dementsprechende Zerlegung der Beschleunigung einer krummlinigen Bewegung in zwei zueinander senkrechte Komponenten näher einzugehen usf.

Abgesehen von diesen wenigen Ausstellungen ist zu erwarten, daß der Student der Medizin aus dem ersten Abschnitt manches Neue lernen wird, so daß das eingehende Studium desselben nur empfohlen werden kann.

Der zweite Abschnitt des Buches dürfte dagegen auch für den Physiker von Interesse sein, da in demselben allgemeine Daten über den Bau und die Bedeutung des Skelettes, ferner einiges aus der Kinematik der organischen Gelenke und allgemeine Verhältnisse, unter denen die Muskeln zur Kontraktion und zur Arbeitsleistung gelangen, zusammengestellt sind.

Im dritten und letzten Abschnitt, welcher sich mit den allgemeinen Problemen der Gelenk- und Muskelmechanik beschäftigt, ist der Verfasser bemüht, die Resultate der neueren Forschung, soweit sich dieselbe zunächst im wesentlichen auf das zweigliedrige ebene Gelenksystem beschränkt, auf eine ihm eigentümliche Weise noch einmal elementar abzuleiten. An und für sich dürfte der von Strasser eingeschlagene Weg für den Physiker nicht ohne Interesse sein. Ob aber die Einführung des Perkussionsmittelpunktes, ferner die eigentümliche Verwendung der nunmehr schon seit über 15 Jahren in die Wissenschaft eingeführten Hauptpunkte der beiden Glieder für die Zerlegung der Kräfte in zwei Komponenten, u. a. m. dem Studierenden der Medizin die Sache elementarer machen und ihm das Verständnis der Beziehungen zwischen Kräften und Bewegungen am zweigliedrigen System erleichtern wird, mag dahingestellt bleiben. Selbst wenn dies der Fall wäre, so würde doch damit für die Behandlung des allgemeinen n-gliedrigen Gelenksystems noch nicht viel gewonnen sein, da der Strassersche Weg sich nicht ohne große, nahezu unübersehbare Komplikationen in gleicher Weise zur Behandlung der mehrgliedrigen Gelenksysteme einschlagen lassen dürfte.

So sehr daher auch das Bestreben anzuerkennen ist, in dem Buche eigene Bahnen zu beschreiten, so ist doch auch zu bedauern, daß in ihm nicht außerdem die schon längst bestehende ganz elementare und anschauliche Methode zur Ableitung der Bewegungsgleichungen auseinandergesetzt ist, mit Hilfe deren sich auf Grund einiger bekannter und auch dem Studierenden der Medizin leicht verständlich zu machender Grundgesetze der Mechanik nicht nur das n-gliedrige ebene System, sondern auch das n-gliedrige räumliche Gelenksystem in allgemein verständlicher Weise exakt behandeln läßt.

Schließlich soll noch bemerkt werden, daß es in der Physik schon lange Zeit üblich ist, das Wort „Kinetik" in dem Sinne zu gebrauchen, wie es von Strasser in der Anmerkung auf S. 144 vorgeschlagen wird.

O. Fischer.

Berichtigung.

In der Abhandlung M. Born, Über eine Verallgemeinerung der Eulerschen Knickformel, diese Zeitschr. **10**, 383, 1909, ist auf S. 387 der Absatz Spalte 1, Zeile 4 von unten bis Spalte 2, Zeile 7 von oben zu streichen, da er versehentlich doppelt gedruckt ist.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Georg Lockemann für Chemie, an der Universität in Wien Dr. A. Defant für Meteorologie und Klimatologie, an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Ludwig Zehnder für Physik und Dr. Jahn für physikalische Chemie, an der Universität Tübingen Dr. Eugen Letsche für physiologische Chemie.

Neuer Lehrauftrag: Dem ord. Professor für Technische Mechanik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Wilhelm Schlick für Luftschiffahrt.

Ernannt: Der Privatdozent der Physik an der Universität Göttingen Dr. F. Krüger als Dozent für physikalische Chemie an die Technische Hochschule in Danzig mit dem Titel Professor, der Privatdozent für Chemie an der Universität Münster Dr. Alfred Thiel zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent der pharmazeutischen Chemie an der Universität Breslau Dr. Karl Feist zum Abteilungsvorsteher am Pharmazeutisch-Chemischen Institut der Universität Marburg, der Privatdozent an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. B. M. Margosches zum Honorardozenten für chemische Technologie der organischen Kolloide, der Astronom Hermann Krüger in Altenburg zum Direktor des neuerrichteten Observatoriums bei Marselisborg (Dänemark).

Verliehen: Dem früheren ord. Professor der Chemie an der Universität Königsberg Dr. Karl Graebe in Frankfurt a. M. der Titel Geh. Regierungsrat, dem ständigen Mitarbeiter bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Friedrich Grützmacher, den Privatdozenten für Chemie an der Universität Göttingen Dr. Julius von Braun und Dr. Walther Borsche der Titel Professor.

Gestorben: Der Leiter des Meteorologischen Observatoriums in Wilhelmshaven Admiralitätsrat Professor C. N. J. Börgen.

Gesuche.

Die Stelle des

Assistenten

an der Abteilung B des hiesigen physikalischen Institutes, die mit einem Einkommen von über 2000 Mark verbunden ist, wird Ende dieses Semesters frei und kann zum 1. August neu besetzt werden. Vorbedingung für die Verleihung ist Erfahrung des Bewerbers in der Technik des Experimentierens und Beobachtens.

Göttingen, 30. Mai 1909.

Prof. W. Voigt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.